N° d'ordre : 251

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alain FLEURY

PREMIÈRE THÈSE

ASPECTS RADIOCHIMIQUES des INTERACTIONS entre les IONS Li et B et les CIBLES de ^{232}Th et d'^{238}U.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 5 Mars 1969 devant la Commission d'examen.

M^r	*A. PACAULT, Correspondant de l'Institut, Professeur*	*Président*
M^r	*R. CHASTEL, Professeur*	*Examinateurs*
M^r	*G.N. SIMONOFF, Professeur*	
M^r	*M. LEFORT, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay*	
M^r	*H. REEVES, Professeur à l'Université de Montréal, Détaché à l'Institut d'Astrophysique de Paris*	

1969

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543509_0005

N° d'ordre : 251

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Alain FLEURY

PREMIÈRE THÈSE

ASPECTS RADIOCHIMIQUES des INTERACTIONS entre les IONS Li et B et les CIBLES de ^{232}Th et d'^{238}U.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Soutenues le 5 Mars 1969 devant la Commission d'examen.

M^r	*A. PACAULT, Correspondant de l'Institut, Professeur*	*Président*
M^r	*R. CHASTEL, Professeur*	*Examinateurs*
M^r	*G.N. SIMONOFF, Professeur*	
M^r	*M. LEFORT, Professeur à la Faculté des Sciences d'Orsay*	
M^r	*H. REEVES, Professeur à l'Université de Montréal, Détaché à l'Institut d'Astrophysique de Paris*	

1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

UNIVERSITÉ
DE BORDEAUX

FACULTÉ DES SCIENCES

351, COURS DE LA LIBÉRATION - TALENCE (GIRONDE)
TÉL. BORDEAUX (56) 92.92.61

Doyen honoraire : M. BRUS

Doyen : M. CALAS

Professeurs honoraires :

M. KASTLER	Professeur à la Sorbonne
M. PISOT	Professeur à la Sorbonne
Mlle JOSIEN	Professeur à la Sorbonne
M. MILLOUX	
M. DANGEARD	
M. CAU	
M. GENEVOIS	

Professeurs

M. BRUS	Chimie
M. AVEL	Zoologie et physiologie animale
M. ROUSSET	Physique générale
M. ROGER	Mécanique rationnelle
M. WEILL	Anatomie comparée et embryogénie
M. DUFRESNOY	Mathématiques générales
M. LAFON	Physiologie générale
M. BOUNHIOL	Biologie animale
M. SERVANT	Physique
M. CALAS	Chimie organique
M. GAY	Cristallographie et minéralogie
M. PACAULT	Chimie physique
M. SCHOELLER	Géologie
M. DAVID	Physiologie végétale
M. COLMEZ	Méthodes mathématiques de la physique
M. CAMBAR	Biologie animale
M. VIGNEAUX	Géologie
M. PANOUSE	Zoologie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. ARZELIES	Physique (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. RIBEREAU-GAYON	Oenologie et chimie agricole
M. RISS	Mathématiques
M. GUIZONNIER	Physique
M. HAGET	Zoologie expérimentale
M. SEMIROT	Astronomie
M. CHASTEL	Physique nucléaire
M. HAGENMULLER	Chimie minérale
M. CREAC'H	Biologie animale
M. LOUDETTE	Mécanique physique

M. PATY	Chimie
M. BORDES	Préhistoire
M. SECHET	Botanique
M. BAGANAS	Mathématiques
M. VALENTIN	Radioélectricité
M. ENNOUCHI	Géologie
M. EYME	Botanique
M. RUAMPS	Physique électronique
M. FRAINNET	Chimie organique
M. HOARAU	Chimie physique
M. MARCHAND	Chimie
M. LALANDE	Chimie appliquée
M. GOTTIS	Géologie dynamique
M. LEMANCEAU	Chimie
M. CARDO	Psychophysiologie
M. ROCH	Physique
M. BELLON	Chimie (détaché à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLASTRE	Cristallographie physique
M. JOUSSOT-DUBIEN	Chimie
M. VALADE	Chimie organique
M. SURDIN	Automatique
M. LABOUESSE	Biochimie
M. BLONDEL	Mathématiques
M. SOURISSEAU	Chimie
Mlle FAURE-MURET	Géologie (détachée à la Faculté des Sciences du Maroc)
M. CLIN	Géologie
M. LOCHET	Physique
M. VINDT	Biologie végétale
M. REGNIER	Mathématiques
Mlle LAFFITTE	Physique
M. DESTRIAU	Chimie
M. PETIT	Physique corpusculaire
M. BARAUD	Chimie biologique
M. EMBERGER	Géologie
M. BOTHOREL	Chimie
M. CHARRU	Physique
M. SIMONOFF	Chimie physique
M. LASCOMBE	Chimie
M. RIMPAULT	Physique théorique
M. BARETS	Biologie animale
M. PINEAU	Chimie
M. LEVEQUE	Géologie approfondie
M. BOUSSEAU	Physique
M. MENNRATH	Physique
M. ANDRE	Biologie générale
M. BOUAS-LAURENT	Chimie organique
M. MARTINET	Calcul infinitésimal
M. N.	Informatique

Maître de conférences honoraire

M. DE PUYMALY

Maîtres de conférences

M. RIBEREAU-GAYON Pascal	Chimie oenologie
Mlle DUTRIEU	Physiologie animale
M. RAULT	Chimie minérale
Mme PETIT	Physique
M. BERNET	Génétique
M. FRESNEL	Mathématiques
M. MOYES	Géologie
M. LUTZ	Botanique
M. MOULINES	Chimie
M. MENDES-FRANCE	Mathématiques
M. POUCHARD	Chimie minérale
M. SARDOS	Physique
M. DUMERY	Mécanique
M. GARNIER	Biophysique
M. LESCA	Mathématiques
M. ARTOLA	Mathématiques
M. DRESS	Mathématiques
M. BOUARD	Biologie végétale
M. DE MAHTAN	Mathématiques
M. MINNAERT	Physique théorique
M. ABGRALL	Physique théorique

Conseiller Administratif

M. LLORENS

à ma femme ,

à mes parents .

Ce travail a été réalisé dans le cadre du Service de Chimie Nucléaire du Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur le Professeur A. PACAULT en présidant le Jury d'Examen de ces Thèses. Je voudrais lui exprimer ici mes respectueux remerciements.

Monsieur le Professeur G. N. SIMONOFF a dirigé ce travail et m'a prodigué ses conseils et ses encouragements. Il m'a d'autre part procuré un sujet d'étude moderne. Qu'il trouve ici l'expression de ma très sincère reconnaissance.

Monsieur le Professeur R. CHASTEL a bien voulu accepter de juger ces Thèses et de me faire part de ses observations. Je voudrais l'assurer de mes profonds remerciements.

Monsieur le Professeur M. LEFCRT a bien voulu, à plusieurs occasions, s'intéresser à ces recherches. Les entretiens qu'il m'a accordés, les discussions que j'ai eues au sein de son Laboratoire m'ont stimulé de nombreuses fois. Je voudrais lui exprimer mes respectueux remerciements.

Monsieur le Professeur H. REEVES m'a proposé le sujet de la seconde Thèse. Je suis heureux de lui témoigner mes très vifs remerciements.

Je voudrais exprimer ma gratitude au Professeur BERINGER et au Docteur BAKHRU de l'Université de Yale, pour m'avoir facilité les irradiations, au Docteur RAYNAL, du C. E. N. de Saclay pour son aide dans les calculs du modèle optique, ainsi qu'à Monsieur MICHEL, responsable du Centre de Calculs de la Faculté des Sciences de Bordeaux, pour la facilité avec laquelle il m'a laissé accéder à l'ordinateur.

Je tiens à remercier spécialement

Madame M. GRAFFEUIL pour son appui technique dévoué. Son sens du travail d'équipe, sa sûreté de Chimiste m'ont été précieux tout au long des études expérimentales. J'ai de même pu apprécier le travail de secrétariat de Mademoiselle GARCIA, je l'en remercie vivement.

Enfin, il m'est très agréable de remercier le Personnel du Laboratoire pour son aide amicale et dévouée. Tous m'ont fait bénéficier de leurs compétences, et ce n'est que grâce aux efforts de chacun qu'il m'a été possible de réaliser ce travail.

INTRODUCTION

L'apparition de faisceaux d'ions lourds ($A \geq 4$) accélérés a permis d'éclairer d'un jour nouveau l'investigation des interactions nucléaires. Une systématique de ces interactions, s'il est possible de faire entrer les phénomènes naturels dans un ensemble discret de classes spécifiées, s'avère actuellement encore mal aisée à dresser. Cependant, un bon nombre de chapitres ont reçu sinon une solution définitive, du moins un cadre suffisamment rigide pour révéler leurs principales caractéristiques. Nous laisserons de côté les problèmes d'excitation coulombienne de la cible et d'interaction entre les ions lourds et les cibles légères faisant intervenir simultanément la nature de la cible et du projectile. Ces questions sont du domaine des techniques du physicien nucléaire. Nous nous intéresserons essentiellement aux interactions pour lesquelles la cible subit une modification du nombre de ses nucléons, et qui sont accessibles aux méthodes radiochimiques. On peut alors dans ce cadre distinguer deux grands groupes d'interactions : les réactions par noyau composé, résultant de la fusion totale de la cible et de l'ion incident, et les réactions de transfert pour lesquelles un nombre de nucléons variés pour être échangé entre la cible et le projectile. Dans chaque cas la fission peut intervenir comme processus compétitif de désintégration, avec plus ou moins d'importance suivant l'énergie de l'ion incident et la charge de la cible utilisée. Avant d'exposer l'objet de ce travail, nous allons essayer de donner un aperçu rapide de l'état actuel de nos connaissances sur chacune des interactions et distinguer quels sont les variables les plus importantes de chacune d'elles.

COMPETITION NOYAU COMPOSE : INTERACTION DE TRANSFERT

Un premier problème est de déterminer l'importance relative de ces deux types d'interaction. Pour le résoudre, de nombreuses

expériences ont été tentées par des techniques diverses. Par des corrélations entre les noyaux issus de la fission, SIKKELAND et VICLA [1-3] ont pu montrer que le rapport σ_g/σ_{NC} de la section efficace d'interaction de surface (grazing) à la section efficace de formation du noyau composé pour des interactions entre une cible d'^{238}U et des ions incidents variés allant du ^{12}C à l'^{40}A augmente linéairement avec le nombre de masse du projectile. Ils ont pu mettre le rapport σ_g/σ_{NC} sous la forme :

$$\sigma_g/\sigma_{NC} = 0,030\ A_I$$

A_I étant la masse de la particule incidente.

La nature de la cible intervient peu dans les rendements des réactions de transfert, au moins à des énergies supérieures à la barrière coulombienne. Des expériences sur la mesure des sections efficaces des particules alpha et des protons émis par un processus direct dans l'interaction de ^{14}N avec des cibles variant de Z = 20 à 92 [4] ne montrent pratiquement pas de variations. De même, les rendements de particules α issues des réactions de ^{12}C de 126 MeV sur l'or et le bismuth sont pratiquement identiques [5] comme le sont ceux résultant des interactions d'^{16}O de 168 MeV sur les mêmes cibles. Il semble cependant que pour les cibles légères, les variations puissent être plus sensibles. Par des techniques de détecteurs micas, KOWALSKI et al [6] ont montré récemment que le rapport σ_{NC}/σ_R de la section efficace de fusion à la section efficace totale de réaction varie pour des ions oxygènes de 168 MeV de 0,390 sur le ^{59}Co à 0,280 sur l'^{27}Al. Enfin, l'influence de la nature de la cible est plus ou moins décisive suivant le type de transfert : elle est spécialement importante lors de transferts de protons.

Le dernier paramètre envisagé est l'énergie incidente de l'ion relativement à la barrière coulombienne. Les études de fusion et

d'interactions de surface conduisent pour ce paramètre à des résultats cohérents. Quel que soit le système étudié, la proportion d'interactions par noyau composé diminue lorsque l'on augmente l'énergie incidente. C'est ainsi que dans l'interaction $^{16}O + ^{27}Al$, le rapport σ_{NC}/σ_R passe de 0,28 à 1 lorsque l'énergie passe de 161 à 87 MeV [6]. Parralèlement, par exemple, dans le couple ^{12}C + Bi , la section efficace de production de particules α par interaction directe passe de 0,85 à 0,18 barn lorsque l'énergie décroît de 126 à 85 MeV. De même, BIMBCT et al [7] ont montré que la somme des sections efficaces de spallation et de fission dans l'interaction ^{12}C + Au est en bon accord avec la section efficace totale calculée par THOMAS [51] aux énergies voisines de la barrière coulombienne, mais donnent une valeur de 30 à 40 % inférieure à haute énergie.

On peut donc dire que la probabilité relative de former un noyau composé ou d'obtenir une interaction de surface varie essentiellement avec le type de transfert, la nature et l'énergie de la particule incidente, et assez peu avec la nature de la cible, sinon par l'intermédiaire de sa charge qui définit la hauteur de la barrière de potentiel. On peut maintenant traiter séparément des caractéristiques spéciales apportées par les ions lourds dans les interactions par noyau composé et dans les interactions de transfert.

LE NOYAU COMPOSE

Dans le domaine des cibles de masse moyenne, une étude approfondie du problème a été effectuée par ALEXANDER et SIMONOFF [8-9] , avec des ions allant du carbone à l'argon, étude reprise avec des ions plus légers par KAPLAN [10]. Avec des cibles lourdes, les expériences cherchant à former des noyaux composés et donc des éléments nouveaux sont extrêmement nombreuses.

La caractéristique essentielle de ces interactions est d'introduire de très forts moments angulaires pour des énergies d'excitation relativement peu élevées. Par exemple, dans l'interaction $^{11}B + ^{232}Th$ à 80 MeV , la valeur maximum de la courbe $\sigma_\ell = f(\ell)$ se situe à 37 $\hbar$.

Ce paramètre nouveau entraîne, pour les fonctions d'excitation, un net déplacement vers les hautes énergies en même temps qu'un élargissement des courbes sur l'axe des énergies. L'énergie cinétique moyenne emportée par neutron peut atteindre 9 MeV . Cette valeur, beaucoup trop élevée pour la température nucléaire correspondante, traduit l'existence d'un bon nombre de voies de désexcitation par transitions électromagnétiques. Le nombre de rayonnements γ est, comme l'ont montré MOLLENAUER [11] ainsi que CGANECIAN et al [12] , spécialement élevé dans ces expériences. Cet effet semble cependant être moins important dans le cas de cibles très lourdes, où d'une part les forts moments angulaires peuvent conduire plus souvent à des interactions de surface, et d'autre part où la fission, lors de la désexcitation, peut être spécialement importante dans le cas de noyaux possédant une forte énergie de rotation. Ce dernier point, cependant, n'est pas encore nettement éclairci.

Pour les études des particules légères émises, les forts moments angulaires entraînent une anisotropie plus marquée pour les sections efficaces différentielles, mais la symétrie par rapport à 90° dans le système du centre de masse reste un critère essentiel de la formation du noyau composé. On peut alors aisément relier la valeur de l'anisotropie à l'énergie de rotation : cette caractéristique, ainsi que peut-être les variations des rapports isomériques, représentent actuellement les meilleurs moyens d'étude des énergies de rotation des noyaux.

LES INTERACTIONS DE SURFACE

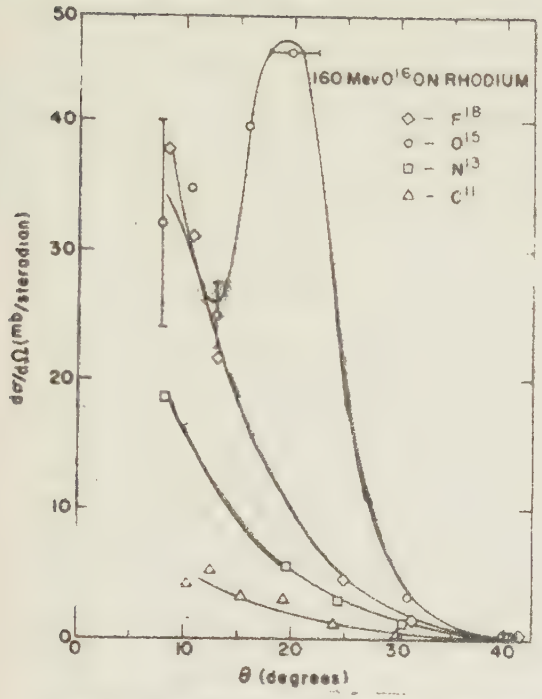
La partie la plus originale des réactions par ions lourds, pour le radiochimiste, réside cependant dans l'étude des éléments formés avec une charge inférieure à celle du noyau composé.

Dès leurs premières études, CHACKETT et al [13] ont pu constater que dans l'interaction de ^{14}N sur ^{27}Al, le processus principal n'était pas la formation de noyau composé mais de ^{32}P correspondant à un Z beaucoup plus faible.

La figure 1, empruntée à KAUFMANN et WOLFGANG [14] donne une allure générale du phénomène observé par le physicien. On distingue nettement la particularité du transfert d'un seul nucléon conduisant à ^{15}O. Cette expérience montre de plus, et c'est général, l'existence d'un autre maximum appréciable pointé vers 0°. Pour le transfert de plusieurs nucléons, le maximum extérieur est souvent absent, comme c'est le cas ici pour ^{18}F, ^{13}N, ^{11}C.

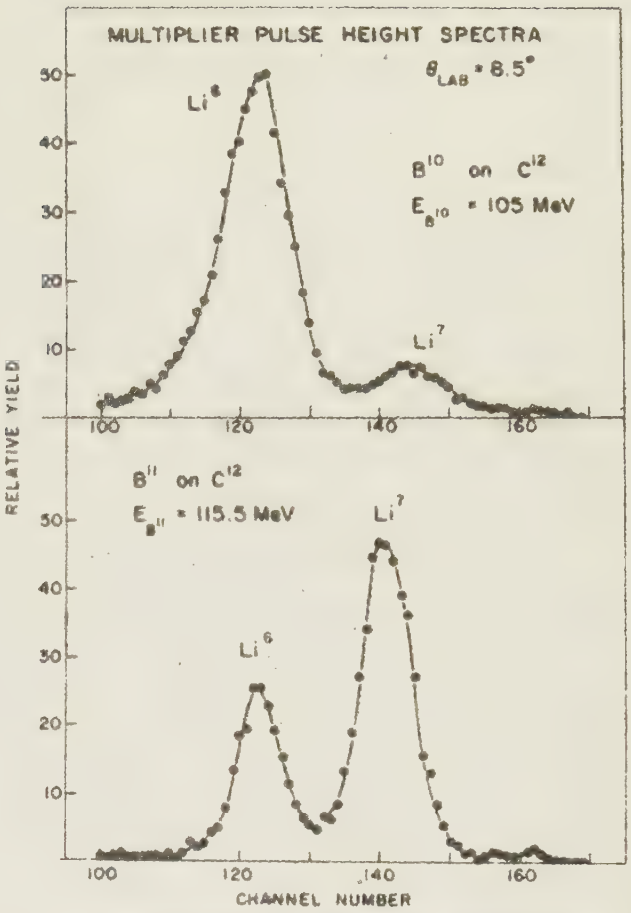
On peut cependant avoir des variantes à ces caractéristiques, KUMPF et DONETZ [17] ont montré que dans l'interaction de ^{22}Ne avec ^{232}Th, les isotopes ^{224}Ac, ^{225}Ac, ^{226}Ac, ^{227}Th présentent, aux énergies utilisées, une distribution angulaire possédant un pic prononcé situé grossièrement à l'angle de la diffusion Rutherford tangentielle. D'autre part, GOLDANSKI [18] a suggéré que le transfert de deux neutrons pouvait être plus probable que le transfert d'un seul neutron, car un bi-neutron pourrait être émis dans un état S avec une probabilité élevée. Avant d'étudier les différents paramètres pouvant influer sur les phénomènes, donnons un rapide aperçu de la situation théorique actuelle.

On suppose essentiellement, pour expliquer ce mode d'interaction, que le transfert de nucléons a lieu lors de collisions tangentielles



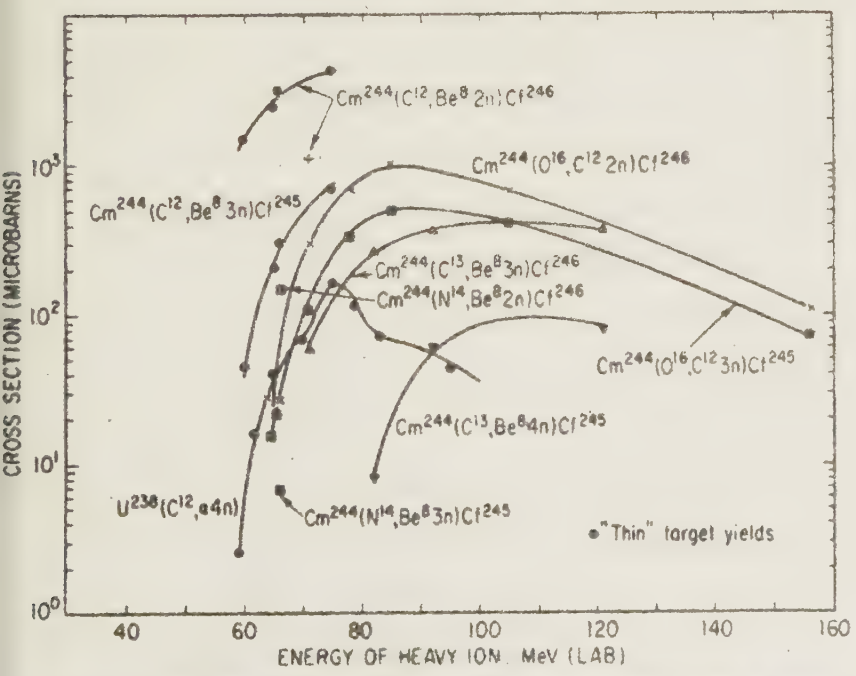
Angular Distribution of Products from the Bombardment of Rhodium with 160-Mev O^{16} ($\theta_{c.m.}$, E_{lab}).

Fig. 1



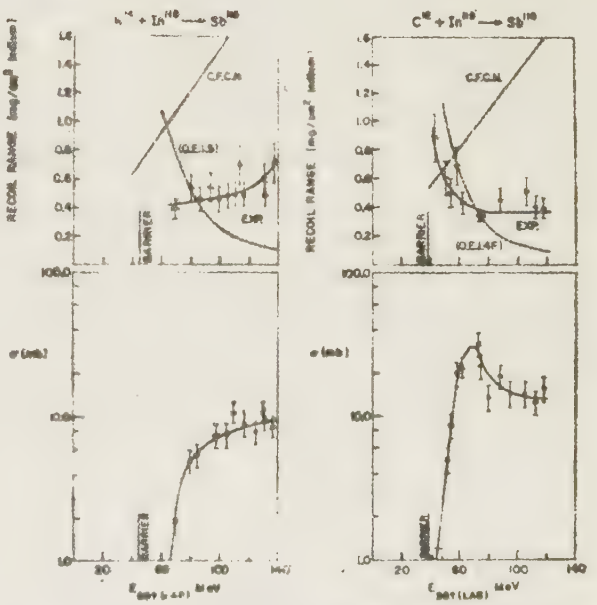
Multiplier spectra of the lithium isotopes observed in boron reactions with C^{12}.

Fig. 2



Reactions of complex ions with curium and uranium targets illustrating the higher yields of those products resulting from partial amalgamation of the bombarding nucleus with the target. From A. Ghiorso and T. Sikkeland, unpublished.

Fig. 3



Excitation functions and average forward recoil ranges for the reactions $N^{14}+In^{115} \rightarrow Sb^{118}$, and $C^{12}+In^{115} \rightarrow Sb^{118}$.

Fig. 4

Les monotransferts ont été étudiés les premiers par BREIT et EBEL [15]. Ces auteurs calculent la probabilité pour que le long de la trajectoire de Rutherford un neutron puisse passer du puits de potentiel du noyau incident au puits de potentiel du noyau cible par un effet de pénétrabilité de barrière. Cette probabilité est calculée d'après l'intégrale de recouvrement des fonctions d'onde initiale et finale. On peut comprendre que cette théorie rende bien compte du maximum observé pour une trajectoire de Rutherford de la façon suivante. Pour une distance d'approche trop grande, les fonctions d'ondes se recouvrent peu et le transfert est peu probable. Pour une distance d'approche trop faible, la probabilité de former un noyau composé augmente et le transfert est encore peu probable. Le maximum de la section efficace différentielle aura donc lieu pour une trajectoire approximativement rasante.

Une explication des multitransferts a été donnée par KAUFMANN et WOLFGANG [14]. Ils ont suggéré que ce type de réaction avait lieu lorsque la cible et la particule incidente s'interpénètrent partiellement. Les nucléons se trouvant dans la région de recouvrement sont fortement excités et peuvent alors passer du noyau cible au projectile ou vice-versa. La force centrifuge et la répulsion coulombienne détruisent ensuite le système. Aucun calcul quantitatif n'a cependant été fait avec cette hypothèse.

STRUTINSKI [16] a montré plus récemment que l'existence d'un ou deux maximums pouvait s'interpréter dans le cadre de collisions nucléaires "périphériques", et que la présence ou l'absence de maximum "périphérique" était une conséquence des propriétés ondulatoires de la diffusion. Il suppose, pour calculer la section efficace différentielle, que dans l'amplitude de diffusion le déphasage passe par un maximum pour une valeur du moment angulaire voisine de la valeur ℓ_o correspondant à une trajectoire tangentielle. Par conséquent, au voisinage de ℓ_o, le déphasage peut s'écrire sous

la forme :

$$\eta_\ell = \eta_{\ell o}\, q(\ell - \ell_o)$$

avec $q(\ell - \ell_o) = \exp\left[-a^2(\ell - \ell_o)^2\right]$ pour $\ell > \ell_o$

$= 0$ pour $\ell < \ell_o$

Il montre alors que si a est faible, c'est-à-dire si le paquet d'ondes participant à la diffusion est important, on retrouve la figure représentant ci-dessus la section efficace différentielle d'^{15}O. Si par contre a est grand, le résultat est compatible avec les autres courbes. Il resterait cependant à donner une explication théorique de la forme gaussienne de la fonction q. D'autre part, si les calculs quantiques peuvent reproduire convenablement les sections efficaces différentielles, il n'en est pas de même des fonctions d'excitation. En général, en effet, dans les calculs, le terme dépendant de l'énergie n'est pas explicité, et la situation théorique, pour le radiochimiste, n'est que peu évoluée.

Etudions maintenant les paramètres de ces interactions.

Les résultats expérimentaux dépendent tout d'abord très fortement de l'énergie de l'ion incident par rapport à la barrière coulombienne. Si cette énergie est élevée, la distribution angulaire des produits formés sera d'autant plus fortement dirigée vers l'avant. Au voisinage de la barrière coulombienne, les distributions angulaires peuvent être encore cependant dominées par l'existence d'un pic de diffusion Rutherford dans certaines interactions avec les ions très lourds comme le ^{22}Ne [17].

Le paramètre le plus important est très certainement la nature de l'ion incident. La figure 4, empruntée à STRUDLER et al [20], donne une illustration de ce phénomène. Ces auteurs bombardement une cible d'indium avec un faisceau de ^{14}N ou ^{12}C. La formation du même isotope de

l'étain montre que dans les deux cas les fonctions d'excitation ont une allure très distincte, ainsi que les reculs avant moyens, surtout au voisinage de la barrière coulombienne où un phénomène nouveau apparaît pour le ^{12}C .

Dans cette optique, un grand nombre de transferts mettent en évidence la probabilité importante d'agglomération de deux neutrons et de deux protons, donc d'une sous-structure "alpha" pour un bon nombre de projectiles. Les particules légères détectées ainsi que les noyaux de fusion partielle dans ces interactions sont très sensibles à ce phénomène. On peut illustrer ceci par les figures 2 et 3 . Sur la figure 2 , tirée de la publication d'OLLERHEAD et al [21] , ont été portés à des angles et des énergies incidentes données les spectres en énergie des isotopes 6 et 7 du Li . La différence entre les deux figures est frappante. Le ^{7}Li , dans les interactions par ^{10}B , est très désavantagé, le ^{6}Li étant l'agrégat complémentaire de la particule α dans ce cas. Pour le ^{11}B par contre, les rendements en ^{6}Li et ^{7}Li sont comparables. Dans la désintégration, le ^{7}Li est cette fois la particule associée à l'α ; on peut admettre que la désintégration donne une particule α et soit un ^{7}Li , soit un $^{6}Li + n$. La figure 3 , empruntée à GHIORSO et SIKKELAND [22] , souligne l'importance, du point de vue radiochimique, des captures d'alpha dans les interactions entre cibles très lourdes et particules incidentes pouvant être considérées comme formées d'un nombre entier de sous-structures alpha.

De même, dans les interactions de ^{22}Ne avec des noyaux Ag et Br de l'émulsion ionographique, PFOHL et al [23] ont mis en évidence le rôle important joué par les sous-structures α de l'ion incident ; 20 % des interactions donne lieu à la fusion partielle de 1 , 2 , 3 ou 4 α dans ce cas.

Dans notre travail, nous nous sommes proposés deux buts.

- Tester le mécanisme du noyau composé dans la région des éléments où la fission représente lors de la désexcitation le phénomène essentiel afin d'étudier l'influence des forts moments angulaires dans la compétition fission-évaporation. Nous avons utilisé pour cela des cibles de 10 à 30 mg par cm^2 de ^{232}Th et ^{238}U.

- D'autre part, tester sur des ions assez peu utilisés jusqu'ici les conceptions actuelles sur les réactions de transfert en espérant que le tracé des fonctions d'excitation pourrait donner des informations sur l'interaction primaire entre l'ion lourd et la cible.

Pour cela, nous avons utilisé les faisceaux disponibles des isotopes de charge 3 et 5 afin de montrer l'influence de la charge et de la masse dans les réactions de transfert sur des éléments possédant un nombre incomplet de sous-structures alpha, et donc, a priori, permettant d'obtenir un nombre varié d'interactions de surface. Une part importante du sujet sera donc de déterminer quels sont les noyaux de fusion partielle qui interviennent dans ces réactions et si possible d'en déduire des conclusions sur la structure de l'ion incident.

Dans un premier chapitre, nous donnerons les conditions expérimentales qui ont permis de déterminer les fonctions d'excitation que nous présenterons ensuite.

Dans un second chapitre, seront exposés les principes théoriques associés aux réactions nucléaires par noyau composé, les techniques de calculs numériques qui en découlent, puis la comparaison avec les valeurs expérimentales dans l'optique indiquée précédemment.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude des transferts. Après quelques calculs simples permettant de donner une idée des modes d'interaction de surface les plus probables dans nos expériences, un calcul plus complet tentera de donner les paramètres essentiels des transferts

par éclatement coulombien pour l'ion ^{6}Li .

En conclusion seront brièvement résumés les résultats de cette étude, et exposés les développements qu'elle nous a suggérés.

CHAPITRE I

OBTENTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous montrerons dans ce paragraphe comment les conditions expérimentales nous ont conduits à utiliser la technique des empilements pour l'irradiation des cibles et à mettre au point des séparations chimiques simultanées de divers éléments. Nous décrirons ensuite les dispositifs expérimentaux de détection des rayonnements α et β issus des isotopes radioactifs formés. Puis, seront exposées les propriétés radioactives des isotopes étudiés, et, en conséquence, les résultats des calculs de filiation développés pour obtenir les sections efficaces des divers éléments mesurés. Nous présenterons en fin de chapitre les fonctions d'excitation obtenues.

I. A LES CONDITIONS D'IRRADIATION

La construction des fonctions d'excitation des isotopes formés par interaction entre les ions Li et B avec des cibles d'U et de Th nécessite l'emploi de faisceaux d'ions fortement accélérés : les barrières coulombiennes étant respectivement voisines de 30 et 50 MeV .

Les expériences ont été effectuées avec les accélérateurs linéaires du type ALVAREZ [24] de Yale et de Berkeley . L'intensité du faisceau d'ions varie essentiellement avec la facilité d'obtenir un courant primaire suffisamment intense à la sortie de la source d'ions. A ce niveau, les ions sont peu chargés. Ils sont alors accélérés à 1 MeV par nucléon dans le "préstrippeur" . Ils traversent alors une feuille d'oxyde de béryllium comme à Berkeley ou une feuille d'aluminium de 40 $\mu g/cm^2$ comme à Yale dans lequel ils subissent un épluchage plus ou moins complet de leur cortège électronique. Dans le "poststrippeur" , ils subissent ensuite une nouvelle accélération les portant à une énergie de 10,4 MeV par nucléon. Le diamètre du

faisceau après accélération est de 1 cm , et sa résolution en énergie, de 2 % .

La durée de vie des sources d'ions est dans notre cas un facteur important de réussite d'une irradiation. Pour les ions Li , les sources d'ions sont difficiles à initier et ne durent que quelques heures. Les temps de réglage peuvent prendre de plus une part importante du temps de vie, et les expériences dans ces conditions ne sont pas aisément réalisables. De plus, l'éloignement des appareils nous a conduits à utiliser au mieux chaque irradiation. Pour chacune d'elle, on a construit les fonctions d'excitation totales du nombre le plus important d'isotopes formés, d'où l'utilisation des techniques d'empilement et de séparations chimiques simultanées.

Le flux du faisceau était mesuré en plaçant le paquet de cibles au fond d'une cage de Faraday munie, sur sa face avant, d'un dispositif empêchant les électrons secondaires formés de ressortir de la cage. Ce dispositif est constitué d'un anneau métallique porté à une tension de - 300 volts, entouré d'une bobine créant un champ magnétique imposant aux électrons des trajectoires dirigées vers les parois de la cage.

Les intervalles de temps séparant l'irradiation du début des séparations chimiques était au minimum de 5 jours, compte tenu des délais de transport et de la nécessité de laisser décroître l'activité due à la fission induite sur les cibles de Th et d'U . Quelques expériences ont été réalisées sur place.

I. B TECHNIQUE DES EMPILEMENTS ET PROBLEMES ASSOCIES

Dans cette technique, on présente au faisceau un empilement de feuilles minces. En traversant chaque cible, le faisceau se ralentit, et l'énergie moyenne dans chacune d'elles est de plus en plus faible à mesure que l'on s'enfonce dans le paquet. Par cette technique, on peut donc obtenir en

une seule irradiation la fonction d'excitation complète d'une réaction donnée. Pour construire cette fonction, on doit connaître la relation parcours-énergie des ions incidents dans la cible. D'autre part, la technique ne peut être utilisable que si la dispersion en énergie ou "straggling" du faisceau dans le paquet de cibles ne devient pas trop grand, de sorte que l'on puisse définir avec assez de précision les diverses énergies moyennes dans chaque cible. Enfin, la conservation de la quantité de mouvement entraîne le recul des noyaux excités qui peuvent donc sortir des cibles ; on doit donc s'intéresser à la proportion des noyaux formés perdus.

I. B. 1 Les relations parcours-énergie

La méthode de calcul repose sur la formule de LIVINGSTONE et BETHE [25] donnant la probabilité par cm pour qu'une particule chargée transfère une quantité d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$, à un électron considéré comme libre

$$W(\varepsilon)\, d\varepsilon = \frac{2\pi N e^4 \rho}{m_e v^2} \frac{\Sigma Z}{\Sigma A} \frac{1}{\varepsilon^2} d\varepsilon$$

N est le nombre d'Avogadro , m et e la masse et la charge de l'électron , v la vitesse de la particule , ρ la densité de la substance , ΣZ et ΣA la somme des nombres de charge et de masse dans les molécules de la matière traversée.

Pour obtenir l'énergie perdue, on doit intégrer cette équation entre les valeurs maximum et minimum de l'énergie transférée. BETHE [26] obtient ainsi par un traitement relativiste la relation :

$$\frac{\delta E}{\delta x} = \frac{4\pi N e^4 \rho}{m_e v^2} \cdot \frac{\Sigma Z}{\Sigma A} \left[\log \frac{2 m_e v^2}{I} - \log(1 - \beta^2) - \beta^2 \right]$$

I est l'énergie d'excitation effective $I = I_o Z$ avec I_o de l'ordre de 13,5 eV . On calcule alors le parcours moyen par :

$$\overline{R} = \int_o^{\overline{R}} dx = \int_o^{E_o} \left(-\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE$$

En intégrant cette relation, on trouve :

$$\overline{R_I} = M_I Z_I^{-2} F(v)$$

M_I et Z_I étant la masse et la charge de la particule incidente, $F(v)$ une fonction ne dépendant que de sa vitesse et de la matière traversée. Si on connaît une relation parcours-énergie pour une particule donnée, on en déduit la relation parcours-énergie pour une autre particule dans la même matière au moyen des relations

$$\left| \begin{array}{l} \overline{R_o} = \overline{R_I} \dfrac{M_o}{M_I} \left(\dfrac{Z_I}{Z_o}\right)^2 \\ E_o = E_I \dfrac{M_o}{M_I} \end{array} \right.$$

Si on tient compte de la correction de fin de parcours R_{ext} , on écrira alors pour un ion lourd (il) par exemple en fonction des relations pour un proton dans un métal donné m_1

$$R_{il,m_1} = R_{p,m_1} \left(\frac{M_{il}}{m_p}\right) \cdot \left(\frac{1}{Z_{il}}\right)^2 + R_{ext,m_1}$$

Si on connaît le parcours des protons et des ions lourds dans un autre métal, on écrira de même

$$R_{il,m_2} = R_{p,m_2} \left(\frac{M_{il}}{m_p}\right) \cdot \left(\frac{1}{Z_{il}}\right)^2 + R_{ext,m_2}$$

En combinant ces deux relations, et en supposant que les corrections de fin de parcours sont pratiquement identiques, comme le suggère HUBBARD [27], on trouve :

$$\left| \begin{array}{l} R_{il,m_2} = \dfrac{R_{p,m_2}}{R_{p,m_1}} \cdot R_{il,m_1} \\ \\ E_{il} = E_p \cdot \dfrac{M_{il}}{m_p} \end{array} \right.$$

Pour avoir le parcours d'un ion lourd dans le thorium, on peut partir des courbes de NORTHCLIFF [28] donnant les relations parcours-énergie de différents ions lourds dans l'aluminium, et les mêmes valeurs pour les protons et les alpha de WILLIAMSON et al [29] dans divers éléments.

On ne connaît pas cependant les courbes parcours-énergie des protons dans le Th . On peut alors les déduire des valeurs correspondantes dans les autres métaux voisins (Ta , Au , Pb , U), en portant sur un graphique la courbe A = f(R) pour diverses énergies incidentes. On peut voir sur les deux exemples de la fig. 5 a , pour des protons de 8 et 4 MeV , que les diverses valeurs pour les différentes cibles s'alignent bien et que la détermination qui en résulte pour le thorium est précise. Sur les figures 5 (b , c , d), on a porté les graphiques des relations parcours-énergie des différentes réactions étudiées et dans le Tableau I , enfin, les valeurs numériques correspondant à ces courbes.

I. B. 2 Dispersion en énergie du faisceau

Le ralentissement des ions incidents dans les cibles peut

fluctuer pour deux raisons. Le nombre de collisions dans une fraction donnée de parcours suit la loi de POISSON , l'énergie transférée a une probabilité qui suit la loi de BETHE . Deux cas sont alors à considérer suivant que le paramètre ξ défini par

$$\xi = \frac{2\pi Ne^4}{mv^2} \rho \frac{\Sigma Z}{\Sigma A} \cdot x$$

et représentant l'énergie seuil au-dessus de laquelle une seule collission en moyenne a lieu sur un parcours de longueur x , est plus grand ou plus petit que l'énergie maximum transférée dans un choc avec un électron. Dans le cas des ions lourds de moyenne énergie $\xi > \varepsilon_{max}$. CRANSHAW [31] montre alors que le "straggling" peut se mettre sous la forme :

$$\delta_E = \Delta_o \cdot 2,6 \sqrt{\frac{\varepsilon_{max}}{\Delta_o \log \frac{\varepsilon_{max}}{\varepsilon_{min}}}}$$

Δ_o représentant la perte d'énergie moyenne de l'ion incident pour une épaisseur donnée de cible traversée, ε_{max} l'énergie maximum transférée à un électron lors d'un choc élémentaire, ε_{min} est relié au potentiel d'ionisation de l'atome de la cible. Pour une énergie de l'ion incident de 10 MeV par nucléon , ε_{max} ne dépend pas de la nature de l'ion et ε_{min} ne dépend que de la cible et de la valeur Δ_o de l'énergie perdue par l'ion incident. Si on prend pour exemple le cas extrême d'un ion ^6Li arrivant avec une énergie de 60 MeV sur du thorium, on trouve pour $\Delta_o = 30$ MeV un straggling de $E = 1,24$ MeV , donc nettement inférieur à la perte d'énergie dans une cible de l'empilement. Le straggling peut donc être considéré comme négligeable devant l'intégration apportée par l'épaisseur des cibles.

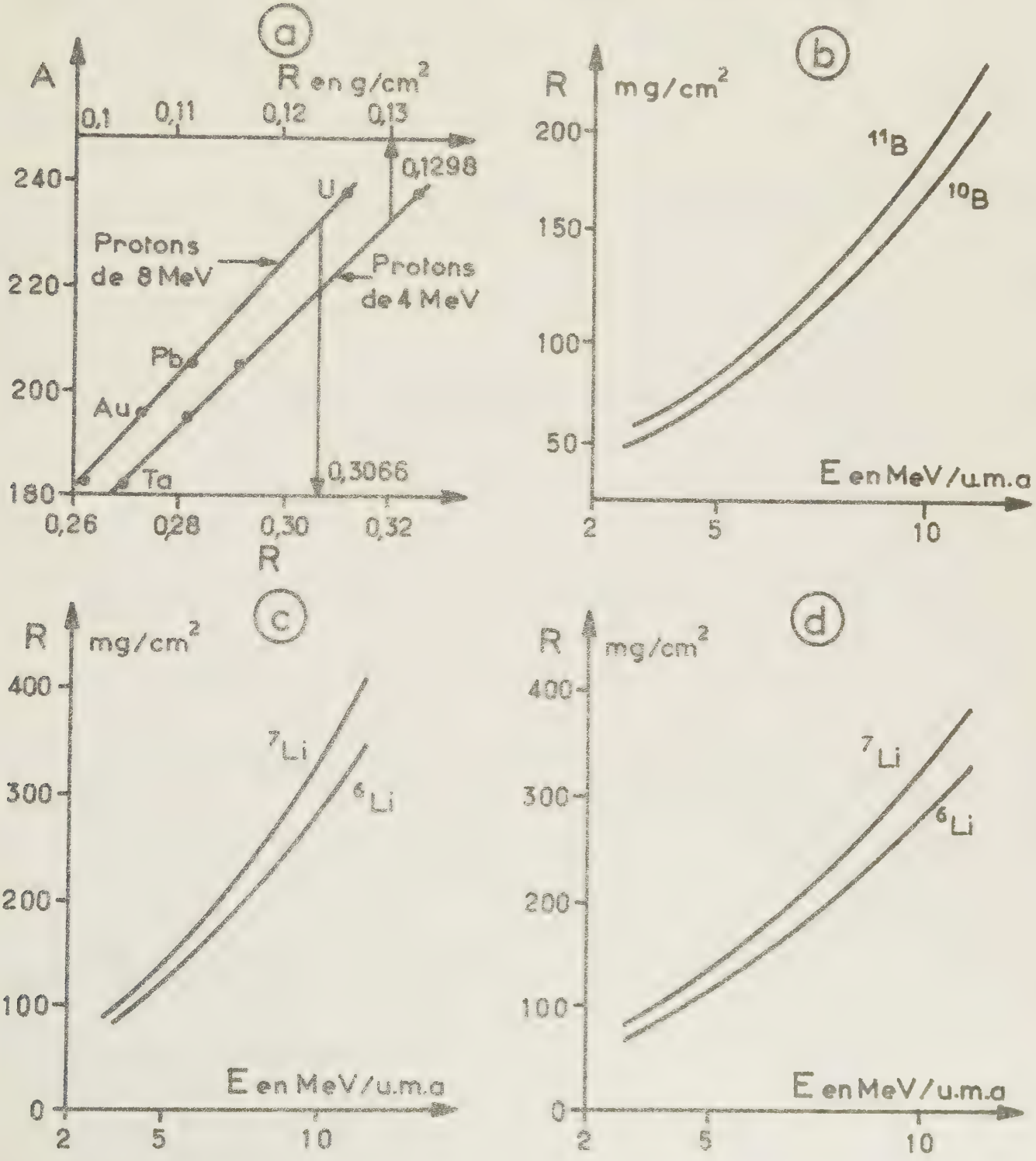
fig: 5.

a Determination des relations parcours_énergie des protons dans le Th

b Relations parcours énergie des B dans le Th

c " des Li dans l'U

d " des Li dans le Th



Th					U	
E MeV	^{6}Li	^{7}Li	^{10}B	^{11}B	^{6}Li	^{7}Li
3	64	79	51	60	75	88
3, 5	78	94	56	66	86	100
4	92	109	62	72	97	112
4, 5	105	124	69	79	109	126
5	120	138	76	86	122	142
5, 5	133	154	85	94	136	159
6	148	171	94	103	150	176
6, 5	164	189	102	112	165	194
7	180	208	111	122	182	214
7, 5	196	225	121	131	200	232
8	212	244	131	142	218	250
8, 5	230	264	142	153	238	270
9	247	286	152	165	254	290
9, 5	268	309	162	178	274	312
10	288	333	174	190	294	336

Tableau I - Relation Parcours-Energie des Ions Lourds dans les Cibles Th et U . (mg/cm^2)

I. B. 3 Le recul

L'énergie maximum E_R du noyau composé formé par fusion complète entre l'ion lourd incident et le noyau cible est donné par la relation :

$$E_R = \frac{E_{IL} A_{IL} A_R}{(A_{IL} + A_c)^2}$$

A_R est la masse du noyau qui recule, A_c la masse du noyau composé. Dans le cas le plus défavorable de l'interaction d'un ion ^{11}B de 110 MeV, sur une cible de Th, on obtient ainsi une énergie de recul de $E_R = 4,9$ MeV. Les relations parcours-énergie des noyaux lourds dans la matière ne sont que très mal connues. Cependant, on peut avoir une idée approximative du parcours effectué par un ion de ce type dans le thorium en prenant la valeur obtenue sur la courbe parcours-énergie des ions At dans l'Au donné par ALEXANDER et al [32]. On obtient, dans ce cas, une valeur de $0,5$ mg/cm^2, ce qui correspond pour nos cibles à une perte d'activité maximum de $2,5$ %, compensée en partie dès la deuxième cible par le recul provenant de la cible précédente. La correction à effectuer reste donc toujours faible et la technique d'empilement est donc valable.

I. C SEPARATIONS CHIMIQUES

Après un court chapitre sur la dissolution des cibles, nous donnerons quelques conditions générales de séparation par chromatographie par échange d'ions. Puis, seront décrites deux séparations rapides du Pa et de l'U, utilisées pour des expériences dans lesquelles les séparations avaient lieu immédiatement après l'irradiation. Enfin, nous exposerons les deux séparations simultanées sur le Th et l'U, permettant d'étudier les isotopes de période longue.

I. C. 1 Dissolution des cibles

Les cibles de Th sont dissoutes au moyen d'un mélange d'acide nitrique 12 N et de traces d'acide fluorhydrique au bain-marie vers 80°C. La présence d'acide fluorhydrique, quoique assez mal comprise, est tout à fait nécessaire pour surmonter la passivation du Th en milieu nitrique concentré. Si pour d'autres raisons les ions fluors sont gênants, on peut opérer de la même manière en remplaçant HF par des traces d'un sel de l'acide silicifluorhydrique par exemple $(NH_4)_2 SiF_6$. A chaud, l'ion $SiF_6^=$ se décompose en $SiF_4 + 2F^-$, par contre, vers 15°C, la constante d'équilibre de la dissociation est très faible, et donc, on n'aura pratiquement plus d'ions F^- pour les séparations ultérieures.

Les cibles d'U sont attaquées sans difficulté par l'acide nitrique concentré au bain-marie.

I. C. 2 Technique de l'échange d'ions

Un certain nombre de séparations chimiques ont été effectuées sur colonne échangeuse d'ions. Cette technique a, si on prépare la colonne avec soin, l'avantage d'être très reproductible. Les échangeurs d'ions de granulation analytique que l'on trouve actuellement dans le commerce sont d'une pureté telle qu'il n'est souvent plus nécessaire de préparer la colonne en éliminant les impuretés. On prépare cependant la résine sous la forme à laquelle on veut l'utiliser en faisant passer l'ion que l'on veut fixer à des concentrations très différentes. Par exemple, pour une résine anionique Dowex A G1, que l'on désire sous forme chlorhydrique, on prépare la résine en la faisant traverser alternativement par un courant d'une solution 0,1 N et 10 N d'acide chlorhydrique si la résine a été livrée sous forme OH^-. Il est parfois utile de la dégazer ; opération aisément réalisable à la trompe à eau.

Le choix de l'échangeur est aussi un paramètre très important de réussite. On doit tout d'abord tenir compte du domaine de pH

dans lequel on veut travailler, ce qui définit le groupe fonctionnel échangeur à utiliser. Dans nos séparations, où les échanges se font toujours en milieu plus ou moins acide, on utilise la résine AG1 pouvant résister jusqu'à pH 9 . Dans le cas où l'on doit éluer le produit fixé dans un premier temps sur la résine, on prend des grains qui permettent un échange rapide avec la solution, c'est-à-dire des grains de forte granulation 50 à 100 Mesh et de faible degré de réticulation par exemple 2 . Dans le cas où l'on veut par exemple éliminer la matière de la cible, on prend une résine de forte capacité AG1 x 10 , ce qui entraîne en contre-partie un degré de réticulation plus grand et donc une vitesse d'échange plus faible ; on prend alors une granulation très fine, inférieure à 400 Mesh . On augmente ainsi la surface de la résine au contact de la solution.

Enfin, dans la mesure du possible, nous nous sommes efforcés d'effectuer des séparations par fixation sélective, soit d'anions, soit de cations que l'on peut obtenir en complexant tels ou tels ions du mélange que l'on a à séparer. Cette méthode permet d'éviter l'utilisation de collecteurs de fractions et n'entraîne pas de dilution excessive des produits séparés et enfin permet d'obtenir un coefficient de séparation très élevé.

Les rendements obtenus dans ces séparations sont fréquemment de l'ordre de 80 % pour une seule colonne. Il est difficile d'aller au-delà car on n'a jamais en effet, en chromatographie, un phénomène pur. Il interfère toujours plus ou moins avec l'échange d'ions d'autres processus chimiques ou physiques d'équilibre qui sont parfois la base d'autres techniques de chromatographie ; chromatographie de partage ou chromatographie d'adsorption.

Cependant, avec les résines synthétiques, ce phénomène a pu être beaucoup atténué, et les rendements de l'extraction sont souvent très bons. Une exception infirme ce qui précède. Le Pa est en effet un élé-

ment très adsorbé en particulier sur le verre. Il existe même des poudres de verre permettant de séparer sélectivement le Pa [33], ce qui explique que par échange d'ions son rendement soit exceptionnement faible. Décrivons maintenant les diverses séparations chimiques utilisées dans ce travail.

I. C. 3 Séparation du Pa (Th)

La séparation du Pa dans les cibles de Th repose sur la force du complexe formé entre les ions Pa(V) et F^-. On a utilisé la méthode initiée par KRANS et al [34]. Après dissolution de la cible et évaporation à sec, on reprend le résidu par 2 fois 1 ml d'une solution 10 M d'HCl. On fixe le Pa(V) au sommet d'une colonne échangeuse d'ions Dowex 1 x 2 de granulation analytique de 10 cm de long et 5 mm de diamètre. Dans ces conditions le Pa(V) se trouve sous forme d'un anion et se fixe donc au sommet de la colonne. Par contre, le Th, même en milieu chlorhydrique concentré, ne conduit qu'à des complexes de la forme $ThCl_3^+$, $ThCl_2^{2+}$, $ThCl^{3+}$, tous cathioniques, et d'autre part peu stables. Il traverse donc la colonne sans être fixé. On fait passer ensuite 10 ml de HCl 10 N pour bien éliminer le Th. On récupère enfin le Pa par 2 fois 2 ml d'une solution de HCl 9 M et HF 0,1 N. Après évaporation sur feuille de platine, les sources obtenues sont mesurées au compteur Geiger. Le rendement chimique est de 60 ± 3 %. L'incertitude sur ces valeurs est obtenue, quand on ne peut pas employer de traceur, en utilisant les écarts maximums trouvés en effectuant un grand nombre de séparations avec un traceur approprié.

I. C. 4 Séparation de l'U (Th)

La séparation de l'U est effectuée soit sur résine après celle du Pa, soit directement par extraction avec solvant et agent de chélation si l'on veut une séparation plus rapide.

Sur résine après extraction du Pa, l'U est toujours

fixé au sommet de la colonne, car le milieu étant très chlorhydrique, il est très probable qu'il se forme des ions du type $UO_2 Cl_3^-$, quoique leur existence soit controversée [35]. On élimine alors l'acide fluorhydrique en faisant traverser la colonne par 5 fois 2 ml d'une solution 10 N en HCl. On détruit alors le complexe anionique de l'ion uranyle, et on élue donc l'uranium par 3 fois 2 ml d'HCl 0,1 N.

On effectue, pour une séparation rapide et sélective de l'uranium une extraction au moyen d'une solution d'hydroxy-8-quinoléine dans le chloroforme [36]. Dans le domaine de pH utilisable, un grand nombre d'ions peuvent être extraits [37] par cet agent de chélation. On peut supprimer les interférences si on modifie les équilibres par exemple en créant dans la phase aqueuse des complexes très stables des éléments gênants. Ceci peut être fait en utilisant comme agent complexant le sel tétrasodique de l'acide éthylène-diamine-tétracétique (E.D.T.A.) préparé par neutralisation du sel dissodique du commerce. Dès pH 3, la plupart des ions se trouvent sous forme complexe anionique du type $Fe\ Y^-$ ou $Zn\ Y^{2-}$ [38] (Y représentant l'agent de chélation). L'ion UO_2^+ est un des rares ions à ne pas donner de complexe stable avec ce composé. Dans ces conditions, on peut extraire l'U à pH 7 sans provoquer de précipitation. Il est cependant essentiel d'utiliser la quantité d'E.D.T.A. nécessaire pour complexer tous les ions Th^{4+} provenant de la cible afin d'éviter la précipitation de l'hydroxyde $Th(OH)_4$ qui est totale à pH 5,5, son produit de solubilité dans l'eau étant de 10^{-39}. L'utilisation d'un excès d'E.D.T.A. serait aussi nuisible car la formation du complexe avec l'uranium, quoique très peu stable, pourrait, à pH 7, diminuer le rendement. On opère de la façon suivante.

Après attaque de la cible, on reprend le résidu par 2 fois 0,5 ml de HNO_3 N. On ajoute 2 ml de sel tétrasodique d'E.D.T.A. 0,25 M, quantité suffisante pour complexer 50 mg de thorium. On se place à pH 7 en utilisant

le bleu de bromothymol comme indicateur coloré, en ajoutant de l'ammoniaque concentrée, puis HNO_3N , et enfin NH_4OH 0,2 M . On ajoute 4 fois 1 ml de solution chlorhydrique d'hydroxy-8-quinoléine M/10 . On agite chaque fois 2 mn à l'agitateur mécanique. On recueille la phase organique (4 ml) que l'on lave avec 2 ml de sel tétrasodique de l'acide E. D. T. A. 0,25 M à pH 7 par agitation pendant 2 mn . On élimine la phase aqueuse et on évapore sur platine la phase organique. Le rendement est de 88 $\pm$ 2 % .

Pour les études d'isotopes de période plus longue, nous allons décrire un mode de séparation qui permet d'obtenir séparément, à partir de la même cible de thorium, les éléments U , Pu , Am et Cm , tout en éliminant le Ra et l'Ac qui peuvent interférer avec l'Am et le Cm .

I. C. 5 Séparations simultanées de l'U, Pu, Am et Cm sur le thorium

Le schéma général de la séparation est donné sur la figure 6 .

a) passage sur résine anionique

Cette première opération a pour but de séparer les éléments en deux groupes. D'une part, le groupe (A) constitué par le Th , Ac , Ra , Am , Cm dont la structure électronique ne permet que difficilement un haut degré de complexion, et qui ne se fixe donc pas sur la résine, d'autre part, le groupe (B) composé des éléments de transition Pu et U fixés sur celle-ci . On opère de la façon suivante :

Après attaque de la cible de thorium, on dissout le résidu dans 2 ml de HCl 10 N auxquels on ajoute 0, 5 ml d'HNO_3 concentré. En effet, après attaque nitrique de la cible, l'uranium se trouve à la valence VI et le plutonium essentiellement à la valence IV (avec une faible proportion de PuO_2^{2+}) . Cependant, l'état de valence III du Pu peut être facilement atteint par réduction modérée, phénomène qui pourrait se produire sur la colonne, les résines

ayant souvent une propriété légèrement réductrice. Dans cet état de valence, le Pu rejoint les propriétés des actinides et ne serait donc pas fixé sur la colonne. L'addition d'acide nitrique à la solution permet d'éliminer cet inconvénient.

On fait passer cette solution sur une colonne de résine anionique Dowex 1 x 2 ; (50 à 100 Mesh) de qualité analytique, de 10 cm de hauteur et 5 mm de diamètre. On lave 4 fois par 2 ml de HCl 10 N . Les 10,5 ml ainsi obtenus contiennent les éléments du groupe (A) . Ils sont évaporés à sec sur verre de montre. On élue ensuite 3 fois les éléments du groupe (B) avec 2 ml de HCl 0,1 N . La solution de 6 ml recueillie sur verre de montre est également évaporée à sec.

b) séparation des éléments du groupe (A)

- élimination du Th

Pour éliminer le Th , on utilise un phénomène assez spécial de sa chimie, mis en évidence par DANON [39] . Celui-ci montre que le coefficient de distribution du thorium (quantité de thorium fixé par gramme de résine sèche divisé par la quantité de thorium par ml de solution) atteint la valeur maximum 300 dans une solution d'HNC_3 6 N pour une résine Dowex 1 x 8 50 à 100 Mesh . Dans le but d'éliminer une grande partie du thorium, nous avons augmenté les possibilités de la résine en capacité et vitesse d'échange en prenant une Dowex 1 x 10 , <400 Mesh de qualité analytique. Le thorium dans ces conditions forme donc un complexe anionique, et comme de plus ce phénomène est assez rare pour les autres éléments, on tient ainsi une méthode de purification sélective du thorium qui permet d'éliminer par exemple les alcalins, les alcalino-terreux, les terres rares et les actinides de valence III . On opère de la façon suivante.

On reprend le résidu du groupe (A) par 2 fois 1 ml de HNC_3 6 N .

On fait passer cette solution sur une colonne de résine Dowex de 10 cm de haut et 5 mm de diamètre en appliquant une pression de 2 kg/cm^2 d'azote afin d'accélérer le passage. L'élution par 10 ml de HNO_3 6 N permet d'obtenir une solution contenant Am , Cm , Ra et Ac . Le thorium reste fixé sur la résine. Pour récupérer ce dernier en cas de besoin, il suffit d'éluer avec une solution de HCl 0,1 N .

- extraction de l'américium et du curium

On n'a pas séparé l'Am du Cm car, d'une part leurs propriétés chimiques étant très semblables le problème est très difficile à réaliser. On est arrivé, au Laboratoire, par oxydation aux persulfates, à obtenir l'Am seul après passage à la valence IV , mais le rendement était faible, et de toute façon, une partie de l'américium demeurait avec le curium. D'autre part, les espèces chimiques de l'Am et du Cm étant très voisines, les rendements sont très comparables, et on peut admettre que leurs variations occasionnelles se répercutent de la même façon sur chacune d'elles, ce qui permet éventuellement d'utiliser un des deux éléments comme traceur pour l'autre. Deux méthodes de séparation peuvent être mises en œuvre suivant que l'Ac gêne ou non .

On peut éliminer le Ra par extraction au moyen du phosphate de tributyle (T. B. P.), en utilisant l'effet relargant du nitrate d'ammonium [40] . Après évaporation de l'éluat contenant l'Am , le Cm et le Ra , on reprend le résidu par 2 fois 1 ml d'une solution NH_4NO_3 4,5 N + HNO_3 0,1 N . On extrait l'Am et le Cm en agitant deux fois avec 2 ml de T. B. P. saturé avec la phase aqueuse. Après lavage de la phase organique par le même mélange, on refait passer l'Am et le Cm en phase aqueuse par agitation avec 2 fois 2 ml d'une solution HNO_3 6 N . Il est bon d'attirer l'attention sur l'importance de l'agitation, en particulier dans ces dernières extractions. Les équilibres étant lents dans ce cas à s'établir, chaque agitation dure 10 mn

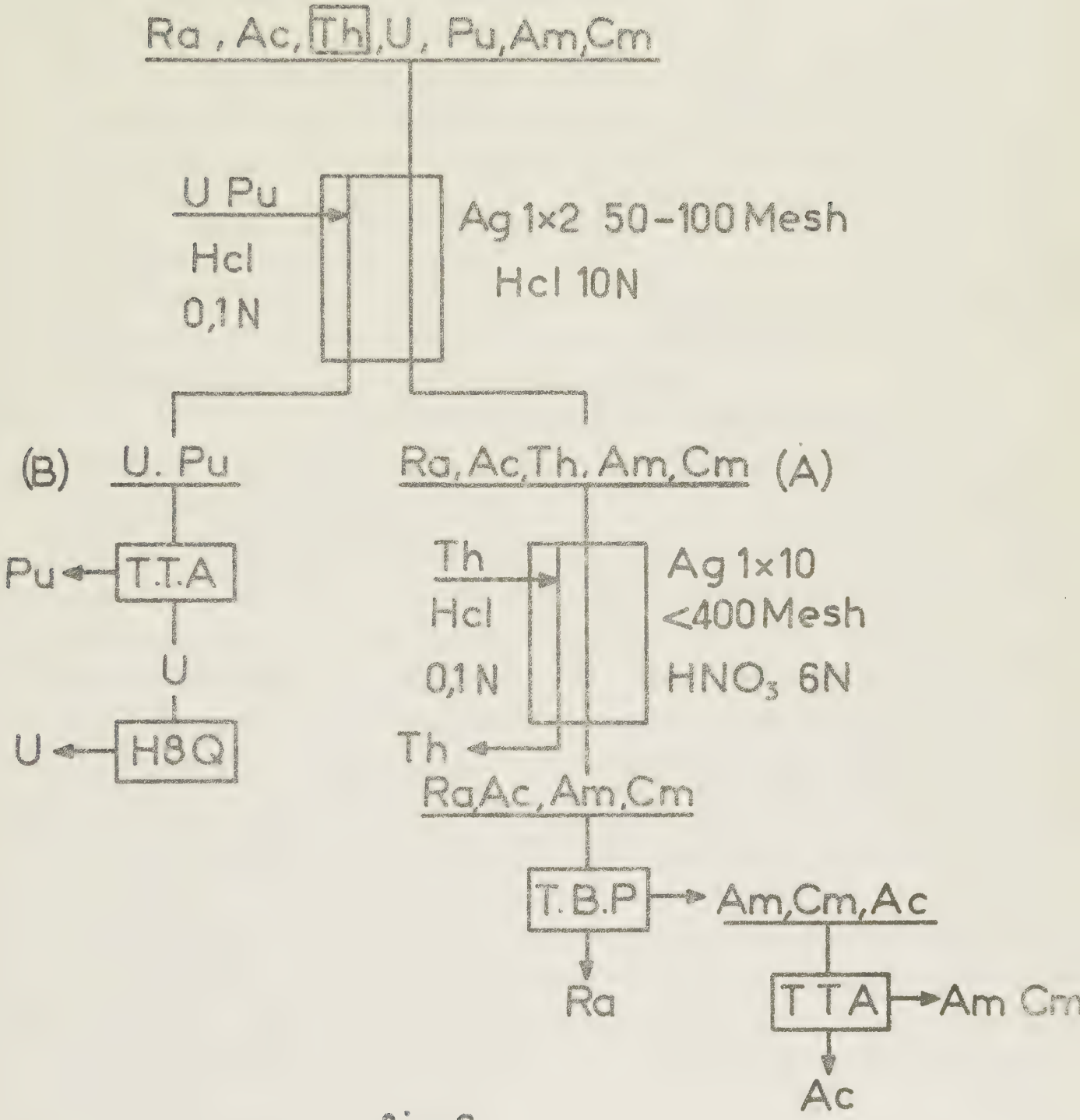

Ra , Ac, Th, U , Pu, Am, Cm
U Pu
Hcl
0,1 N
Ag 1×2 50-100 Mesh
Hcl 10N
(B) U. Pu
Ra, Ac, Th, Am, Cm (A)
Pu
T.T.A
U
U
H8Q
Th
Hcl
0,1 N
Ag 1×10
<400 Mesh
HNO3 6N
Th
Ra Ac, Am, Cm
T.B.P
Am, Cm, Ac
Ra
T T A
Am Cm
Ac

fig:6.

à l'agitateur mécanique et se prolonge par une centrifugation de deux minutes à 4000 tours/mn . Dans ces conditions, le rendement de l'extraction est de 62 ± 2 % pour l'Am et 63 ± 3 % pour le Cm . Dans cette expérience, la préparation du T. B. P. est très importante pour éviter que les produits d'hydrolyse les mono et dibutyl-phosphates viennent perturber les résultats. On sépare ainsi d'un côté le Ra et de l'autre le mélange Am-Cm et Ac . Si l'Ac gêne pour certains types de détection, on peut l'éliminer en opérant une extraction ou thénoyl-trifluoroacétone (T. T. A.) . La figure 7 donnant les coefficients d'extraction d'un certain nombre d'éléments permettra de comprendre la technique expérimentale que nous exposons maintenant.

On reprend le résidu de la seconde colonne par 2 ml d'HNO_3 0,1 N . On élimine les traces de thorium en agitant la solution avec 3 fois 2 ml d'une solution 0,4 M de T. T. A. dans le benzène. On recueille la phase aqueuse et on se place à pH 5,6 avec du vert de bromocrésol comme indicateur coloré, et en neutralisant lentement par la soude. On agite à nouveau avec 2 fois 2 ml d'une solution semblable de T. T. A. Dans ces conditions, l'extraction est complète pour l'Ac , Am et Cm , seul le Ra reste en phase aqueuse. Dans cette séparation, la préparation de la solution de T. T. A. est délicate. On équilibre la solution avec une solution aqueuse de pH voisin de 5,6 de la façon suivante. On sature d'abord la solution de T. T. A. à pH 4 par agitation avec une solution de phtalate de potassium N/20 , puis on l'agite au contact de l'eau pure. Elle prend alors un pH compris entre 5 et 6 suffisamment constant pour ce genre d'expérience. On refait ensuite passer l'Ac en phase aqueuse en agitant la solution de T. T. A. avec une solution aqueuse de phtalate de potassium N/20 . On récupère enfin en phase aqueuse l'Am et le Cm par une solution d'HNO_3 1 N . Les rendements sont voisins de 80 % .

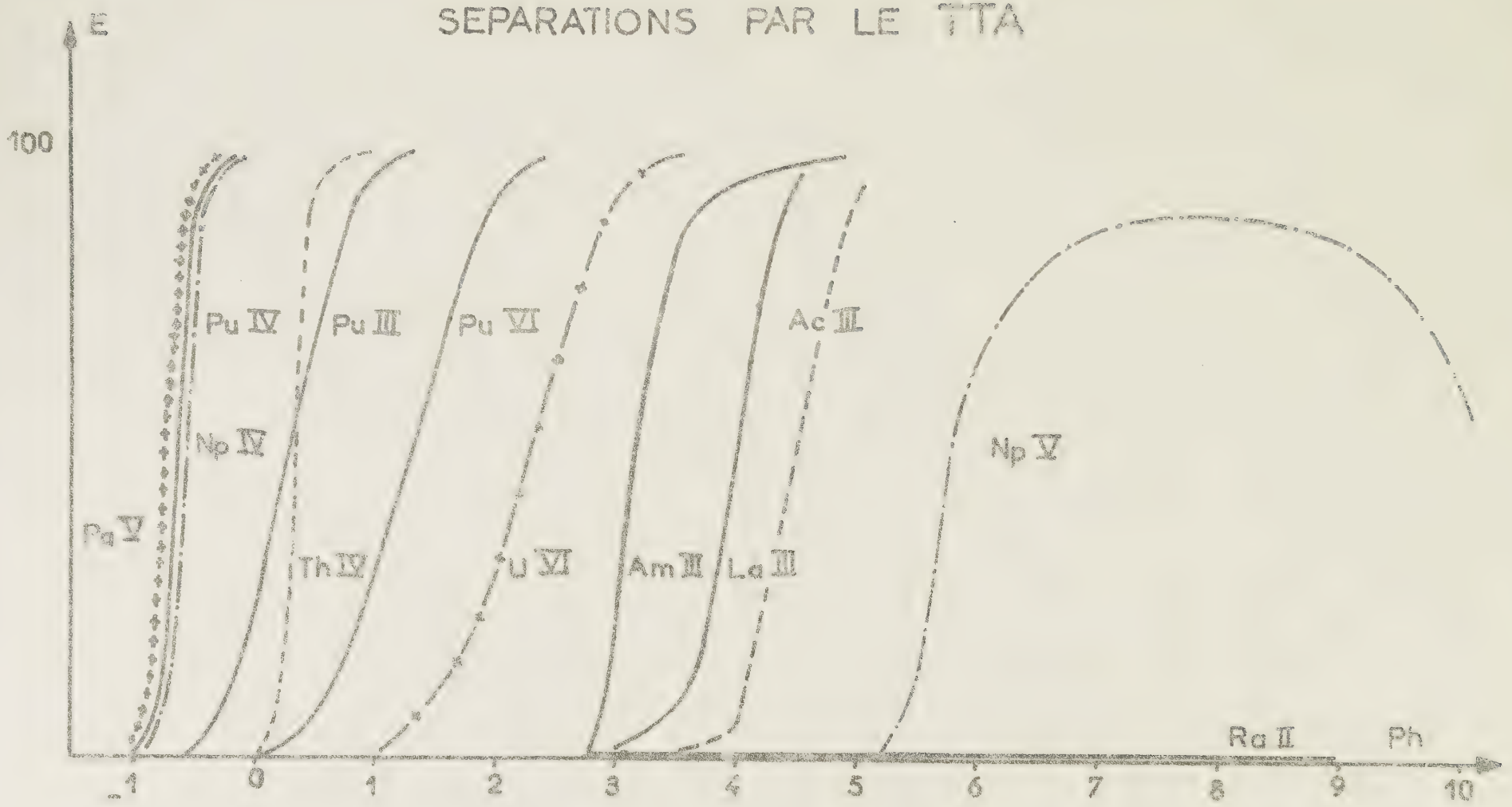

SEPARATIONS PAR LE TTA
E
100
Pa V
Pu IV
Np IV
Th IV
Pu III
U VI
Pu VI
Am III
La III
Ac III
Np V
Ra II
Ph
-1
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10

fig: 7.

c) séparation des éléments du groupe (B)

séparation du Pu

La séparation du Pu^{4+} est effectuée par la méthode classique d'extraction par une solution 0,4 M de T. T. A. dans le benzène. Pu^{4+} est avec Np^{4+} et Pa (V) un des ions qui s'extraient le mieux en milieu acide par cette méthode.

On dissout le résidu du groupe (B) par 3 fois 1 ml de HNO_3N . L'extraction est faite deux fois à l'aide de 2 ml de T. T. A. 0,4 M dans le benzène saturé en HNO_3N . On lave 3 fois la phase organique avec 2 ml de HNO_3N . On réextrait en phase aqueuse par 2 fois 2 ml de HNO_3 10 N . Le rendement de l'extraction est de 70 ± 2 % .

- séparation de l'U

La séparation de l'U est effectuée à l'hydroxy-8-quinoléine, de la façon décrite précédemment. Le rendement est de 84 ± 3 % .

I. C. 6 Séparation simultanée du Pu , Am , Cm dans l'uranium

Les séparations dans les cibles d'U , mises au point en collaboration avec Mme HUBERT, sont schématisées ci-dessous :

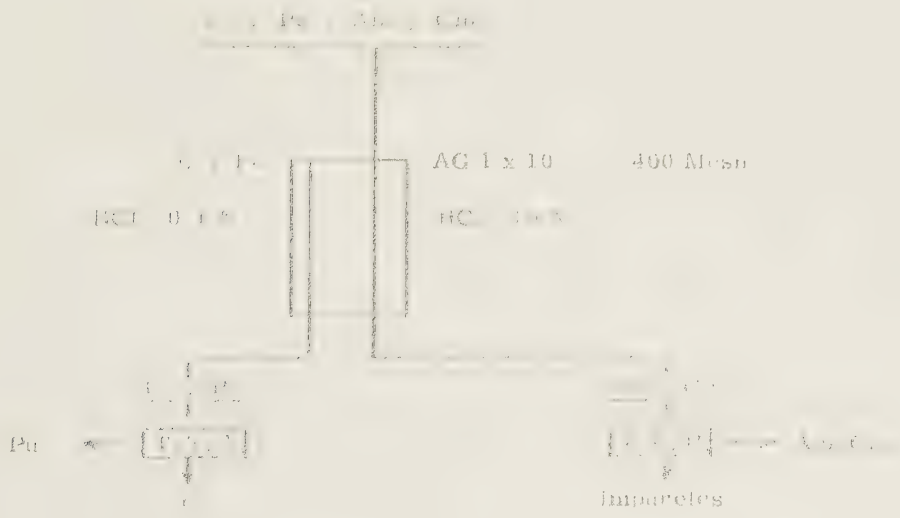


Figure 8

Les principes de base de cette méthode qui permet, à partir d'une cible d'U , d'obtenir le Pu d'une part, l'Am et le Cm d'autre part, sont semblables à ceux utilisés pour les expériences sur le Th . On sépare d'abord en deux groupes les ions formés après attaque nitrique de la cible. On utilise cette fois, pour ce faire, une résine à grains très fins et bien réticulés pour avoir une bonne capacité spécifique, l'élément U étant en grande quantité et devant être absorbé sur la résine. On opère de la façon suivante. Après attaque de la cible, on dissout le résidu par 2 fois 1 ml de HCl 10 N auxquels on ajoute 0,2 ml de HNO_3 concentré afin d'éviter qu'une légère réduction soit provoquée par la résine. On utilise une colonne de 6 cm de hauteur et 5 mm de diamètre, de Dowex 1 x 10 de granulation analytique inférieure à 400 Mesh. On fixe l'U et le Pu sur la résine et on lave sous pression d'azote par 4 fois 2 ml de solution HCl 10 N . Les 10 ml ainsi obtenus contiennent l'Am et le Cm . On les évapore à sec sur verre de montre au bain-marie. On élue ensuite l'U et le Pu par 3 fois 2 ml de HCl 0,1 N , solution que l'on évapore comme précédemment.

- purification de l'Am et du Cm

On purifie l'Am et le Cm des impuretés entraînées lors de l'élution sur résine et contenues dans les cibles d'U par une extraction au T. B. P. identique à celle précédemment décrite pour le Th : les rendements obtenus sont les suivants :

Am 63 $\pm$ 3 %

Cm 65 $\pm$ 3 %

- séparation du Pu

On effectue la même séparation que pour le thorium. Le rendement obtenu est de 69 $\pm$ 3 % .

I. D DISPOSITIFS DE DETECTION DES RAYONNEMENTS α ET β

Les isotopes que nous avons étudiés présentaient tous une activité partielle ou totale en rayonnement α ou β . Nous allons décrire maintenant le matériel qui nous a permis de mesurer l'activité des sources issues des diverses séparations chimiques et de déterminer la nature des isotopes formés.

I. D. 1 Détection des particules α

On détecte les particules α au moyen d'une chambre d'ionisation à grille à impulsions d'électrons. Le schéma et le principe de fonctionnement de cet appareil ont été donnés par exemple par SIMONOFF [41]. Nous ne rappellerons ici que les calculs associés à la construction de la grille qui permettent de définir les meilleures conditions de fonctionnement de l'appareil [120]

Les électrons formés au voisinage de la cathode Q suivent, et c'est une hypothèse de base du calcul, les lignes de champ vers la plaque P . Le rôle de la grille est d'empêcher l'influence sur la hauteur de l'impulsion recueillie en P des ions positifs formés simultanément et qui se déplacent beaucoup plus lentement que les électrons.

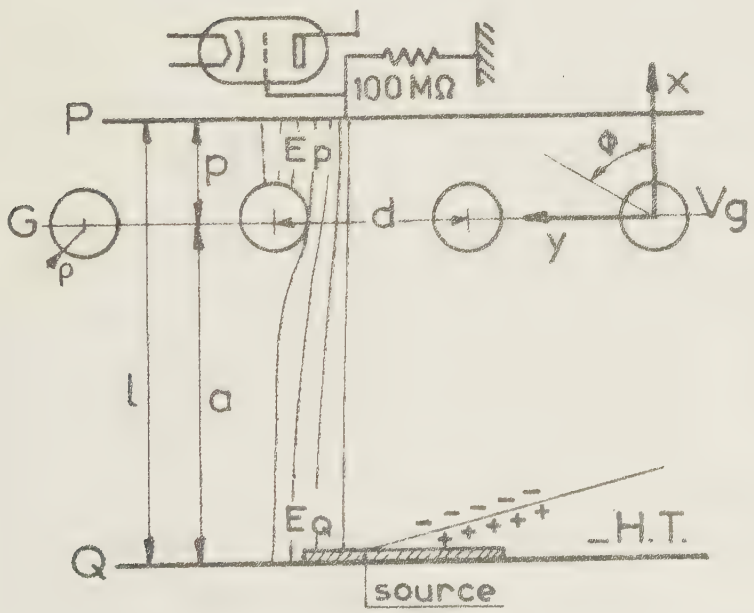


Fig. 9 - Schéma de la chambre d'ionisation
La grille a été dilatée pour pouvoir visualiser les notations

Quantitativement, on peut traduire ce rôle par l'efficacité ε de la grille définie par :

$$\varepsilon = \frac{dE_p}{dE_Q}$$

La grille sera d'autant plus efficace que ε sera plus petit. Cependant, et c'est la seconde alternative, du compromis à réaliser, le minimum des lignes de champ issues de Q doivent tomber sur la grille, sinon on perdrait un certain nombre d'électrons et la hauteur de l'impulsion serait moins grande. Ces deux conditions étant posées, on peut introduire une grille dans un plan par une transformation conforme réalisée par des fonctions analytiques [42] (les notations sont celles de la figure 9).

On peut alors en déduire :

$$\varepsilon = \frac{d}{2\pi p} \log \left(\frac{d}{2\pi r}\right)$$

et la condition :

$$\frac{V_p - V_G}{V_G - V_Q} \geqslant \frac{p + p\rho + 2l\rho}{a - a\rho - 2l\rho}$$

avec

$$l = \frac{d}{2\pi} \left(\frac{1}{4}\rho^2 - \log \rho\right) \quad , \quad \text{et} \quad \rho = \frac{2\pi r}{d}$$

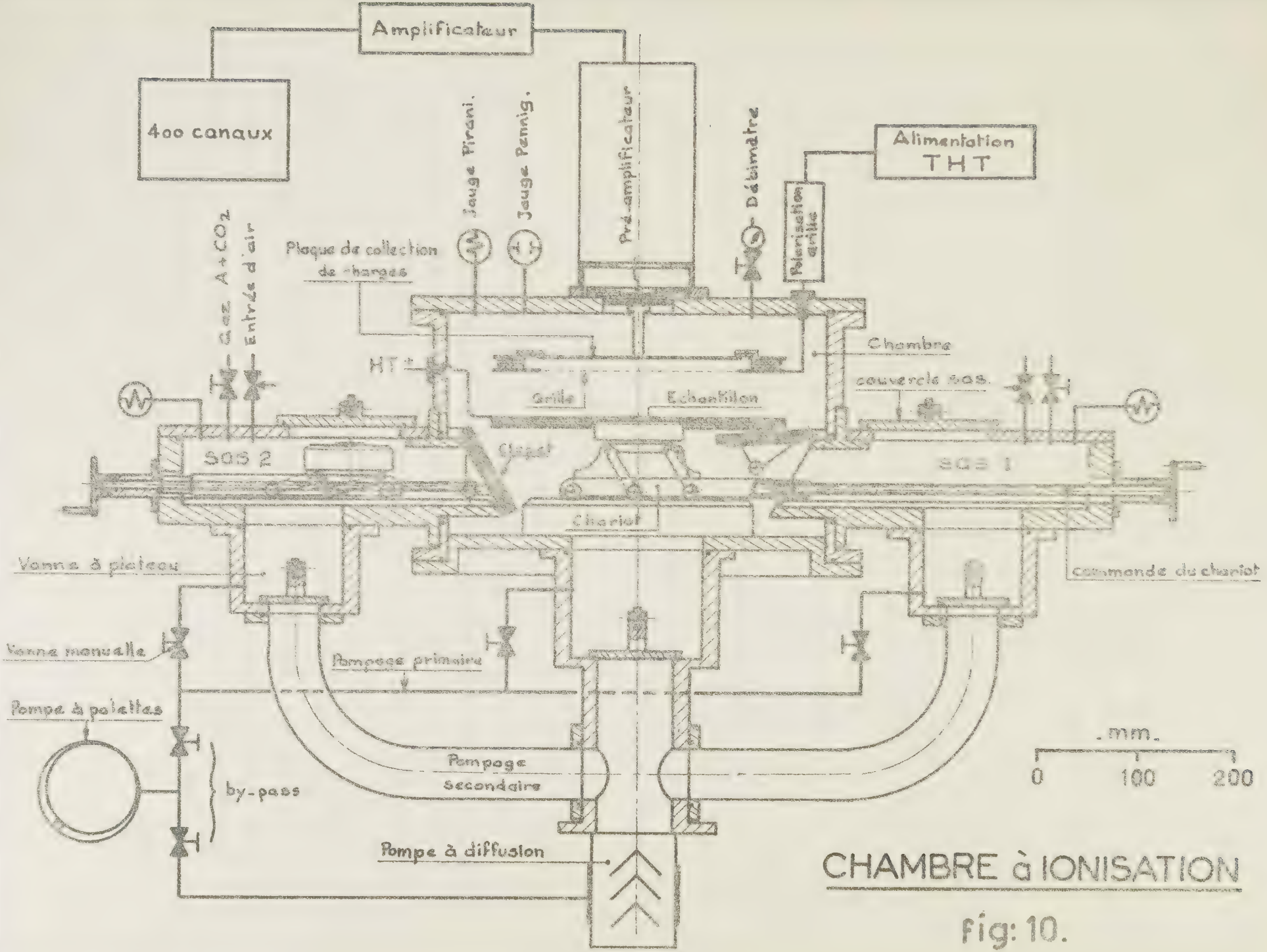
On peut alors, à partir de ces résultats, construire le Tableau 2 représentant 4 dispositifs réalisables. Dans ce Tableau, p , d et r sont en millimètres , V_p , V_Q , V_G en volts . Les cinq premières données permettent de calculer les deux dernières.

D	a	r	V_D	V_Q	ε	V_G
20	2	0,1	- 5000	0	0,017	- 2584
20	2	0,2	- 5000	0	0,01	- 3457
10	2	0,1	- 5000	0	0,03	- 1410
10	2	0,2	- 5000	0	0,017	- 2369

Tableau 2

De ces quatre solutions, nous avons choisi la dernière car il convient de conserver au potentiel grille une valeur assez voisine de la moitié du potentiel total afin de ne pas trop diminuer la vitesse de translation des électrons dans le mélange gazeux de part et d'autre de la grille, ces paramètres ayant d'ailleurs donné le meilleur résultat.

La chambre construite au Laboratoire (voir figure 10) est munie d'un système de pompage secondaire pour bien éliminer toute trace d'oxygène, d'autre part, d'un système de deux sas qui permettent de réaliser rapidement l'enfournement d'une source en diminuant d'un facteur 10 la quantité de gaz (argon + CO_2) utilisé, de ne jamais ouvrir à l'air la chambre centrale, ce qui évite la pollution par l'oxygène, enfin de mesurer une source pendant que l'on en place une autre, ce qui évite les pertes de temps entre chaque mesure. Le temps mort entre la fin d'une mesure et le début de la suivante ne dépasse pas 10 secondes. La chambre est enfin munie d'un débimètre, permettant de renouveler progressivement le gaz et d'éliminer ainsi



CHAMBRE à IONISATION

fig: 10.

l'oxygène qui pourrait se former à la longue dans la chambre par rupture des molécules de gaz carbonique par exemple sous l'influence des rayonnements des sources étudiées. Le gaz est ainsi renouvelé environ une fois toutes les 24 heures.

L'impulsion délivrée, de l'ordre de 0,5 mV , est ensuite amplifiée par une chaîne ORTEC 103 à lampes. L'analyse des impulsions est effectuée par un analyseur 400 canaux SA 40 B d'Intertechnique. La résolution de l'ensemble atteint dans les meilleures conditions 1,8 % . On détermine l'activité de la source par planimétrie du graphique obtenu. Avec un bon planimètre et un bon traceur de courbes, l'incertitude ne dépasse 1/100 . Cette méthode permet d'autre part de tenir compte, quand les sources sont épaisses, de la traîne des pics de façon précise si on a auparavant défini par une séparation à blanc, et avec simplement le traceur, la forme du pic que l'on doit obtenir dans l'expérience étudiée. On donnera, au moment de l'étude des caractéristiques radioactives des isotopes étudiés, l'allure des pics obtenus.

I. D. 2 Détection des rayonnements β

On détecte les rayonnements β^- à l'aide d'un compteur du type Geiger-Müller à circulation de gaz (isobutanol-hélium) associé à un système de passeur automatique d'échantillons : système RA 12 Intertechnique. Le compteur de mesure est entouré d'un compteur de garde monté en anti-coïncidence, l'ensemble se trouvant dans une enceinte à parois de plomb afin de diminuer le bruit de fond et donc d'augmenter les possibilités de comptage des faibles activités. La fenêtre d'entrée en mylar aluminisé a une épaisseur de 100 microns. En collaboration avec P. LAVOLLEE, une mesure systématique de l'efficacité du compteur en fonction de l'énergie maximum des β^- à étudier a été effectuée pour des sources déposées sur feuilles de Pt de 1/10 mm d'épaisseur. Les sources étalonnées d'émetteurs β^- , fournies par le C. E. A. sont les suivantes :

^{14}C	0,159 MeV	^{45}Ca	0,250 MeV
^{35}S	0,167 MeV	^{204}Tl	0,77 MeV
^{147}Pm	0,230 MeV	^{89}Sr	1,46 MeV
		^{90}Y	2,14 MeV

La courbe d'efficacité (fig. 11) dépasse, pour des énergies maximums de rayonnement β^- supérieures à 600 keV , la valeur 50 % bien que le facteur géométrique soit au plus égal à 0,5 . Ceci s'explique par le phénomène de rétro-diffusion dans le support comme l'a montré YAFFE [43,44].

Dans le cas cependant de ^{233}Pa , le spectre β^- est très complexe ; nous avons alors utilisé pour calculer l'efficacité du compteur une source étalonnée du C.E.A. La valeur obtenue dans ce cas est alors de 40 ± 3 % .

Pour cet isotope, dont la période est de 27,2 jours , il serait extrêmement long d'attendre pour avoir l'activité initiale, que la courbe obtenue laisse apparaître le bruit de fond. Nous avons été amenés, après avoir fait l'expérience sur plusieurs cibles afin d'avoir une idée de la période du bruit de fond, à effectuer un calcul qui permette de déterminer l'activité initiale des sources en étudiant leur décroissance pendant au maximum deux mois après la séparation chimique.

Supposons pour cela que l'on ait une source de rayonnement β^- dont on veut définir l'activité initiale sachant que la période de l'isotope considéré est T_1 , qu'à son activité propre s'ajoute l'activité d'impuretés dont la période est globalement T_2 . L'activité théorique peut se mettre sous la forme :

$$A(t) = A_{01}\, e^{-\lambda_1 t} + A_{02}\, e^{-\lambda_2 t}$$

A_{01} et A_{02} étant les activités initiales de l'élément étudié et du bruit de fond.

En posant :

$$Y(t) = A(t)\, e^{\lambda_1 t}$$

$$X(t) = e^{(\lambda_1 - \lambda_2)t}$$

on obtient

$$Y(t) = A_{01} + A_{02}\, X(t)$$

Chaque mesure fournit pour un temps t donné la valeur de l'activité de la source A_m à partir de laquelle on peut calculer $Y_m = A_m e^{-\lambda_1 t}$. Si on porte sur un graphique les points expérimentaux, on devrait obtenir une droite dont l'activité à l'origine serait l'activité de l'isotope après séparation chimique. Pour construire cette droite au mieux, on peut alors utiliser la méthode des moindres carrés. Pour chaque mesure, le résidu est donné par :

$$\Delta = A_{01} + A_{02}\, X - Y_m$$

La somme des carrés des résidus est alors :

$$\Sigma \Delta^2 = A_{01}^2 + A_{02}^2 X^2 + \Sigma Y_m^2 - 2 \Sigma Y_m A_{01} - 2 \Sigma Y_m A_{02} X + 2 \Sigma A_{01} A_{02} X$$

On minimise cette somme en écrivant que les dérivés par rapport à A_{01} et A_{02} considérés comme variables sont nulles.

On obtient pour A_{01} :

$$A_{01} = \frac{\begin{vmatrix} \Sigma Y & \Sigma X \\ \Sigma XY & \Sigma X^2 \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} N & \Sigma X \\ \Sigma X & \Sigma X^2 \end{vmatrix}}$$

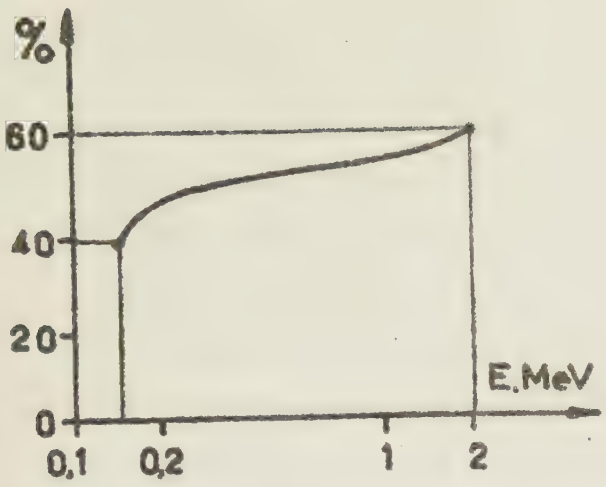


Fig. 11

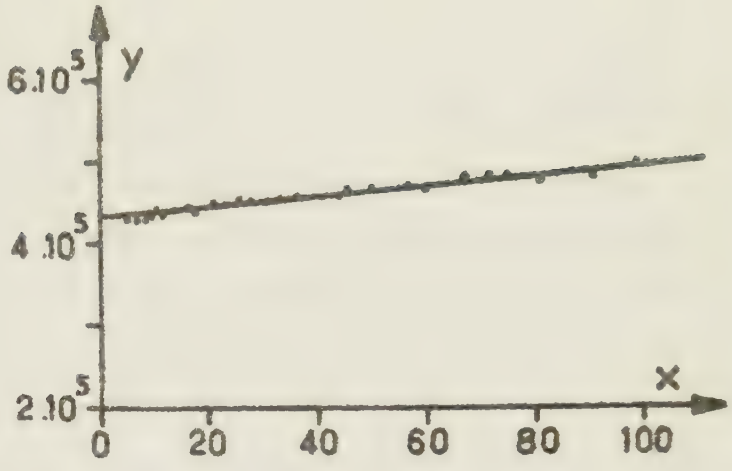


Fig. 12

Le calcul des moindres carrés, effectué de cette façon, présente l'avantage de pondérer les points expérimentaux d'un facteur d'autant plus grand que leurs valeurs sont plus faibles. Si d'autre part la séparation chimique a été bien conduite, la pente de la droite obtenue après transformation et qui représente l'activité initiale parasite A_{02} , est nettement inférieure à A_{01} . Elle est donc pratiquement horizontale. On a donc ainsi pondéré les résidus d'un facteur qui les rend tous comparables et on peut ainsi tenir compte de façon correcte des mesures effectuées assez longtemps après la séparation chimique. Sur la figure 12, on a donné un exemple de ce calcul. On a porté les points transformés et la droite calculée à l'ordinateur à partir de ces points.

I. E PROPRIETES RADIOACTIVES DES ISOTOPES MESURES

Dans les cibles de Th , les expériences ont révélé la présence de ^{233}Pa , ^{232}U , ^{230}U dans les réactions avec le Li , et en plus

^{236}Pu dans les expériences avec le bore. Dans les cibles d'U , nous avons mesuré ^{236}Pu et ^{238}Pu dans les réactions avec le Li , et ^{240}Cm et ^{242}Cm dans les expériences avec le bore. Nous allons brièvement décrire les propriétés radioactives de ces divers isotopes, et simultanément les propriétés de ceux qui, après la réaction nucléaire et par désintégration des noyaux non excités formés, peuvent y conduire. Ces derniers, de période trop courte pour être détectés par eux-mêmes, ou suffisamment courte pour pouvoir influencer l'activité de l'isotope mesuré, compliquent, dans certains cas, considérablement le problème.

I.E.1 ^{233}Pa

Cet isotope a été observé pour la première fois par bombardement de neutrons sur du thorium par FERMI et al [45] . Il provenait alors de l'isotope 233 du thorium dont nous donnerons les caractéristiques ci-dessous. C'est un émetteur β^- pur de 27,4 jours de période. Le spectre de son rayonnement est très complexe et présente les valeurs limites suivantes : 0,15 MeV (37 %) ; 0,257 MeV (58 %) ; 0,568 MeV (5 %) . L'émission β^- est accompagnée d'un grand nombre de γ très convertis et donnant un bon nombre d'électrons Auger. Une mesure directe de l'efficacité des compteurs est donc nécessaire pour obtenir les activités absolues de cet élément.

^{233}Th La période du ^{233}Th est de 23,5 minutes. Il se transforme par émission β^- de 1,24 MeV maximum directement vers l'état fondamental du ^{233}Pa pour la majorité de ces désintégrations.

^{237}Np Cet isotope est un émetteur α pur de 4,77 MeV. Cependant, sa période extrêmement longue ne conduirait qu'à une activité extrêmement faible en ^{233}Pa .

I.F.2 ^{230}U

L'uranium 230 est un émetteur α pur dont les énergies sont de 5,884 MeV (67 %) , 5,813 MeV (32,1 %) , 5,658 MeV (0,7 %) . L'écart de 72 keV entre les deux raies principales est trop faible pour pouvoir être décelé à la chambre α . L'^{230}U est cependant facilement reconnaissable sur un spectre des isotopes de l'uranium (voir fig. 13 ci-dessous) car faisant partie de la série collatérale du ^{230}Pa , il est toujours accompagné de ses descendants le ^{226}Th (6,3 MeV) , ^{222}Ra (6,55 MeV) , ^{218}Rn (7,13 MeV) , ^{214}Po (7,68 MeV) , tous émetteurs α avec lesquels il est en équilibre au bout de quelques heures.

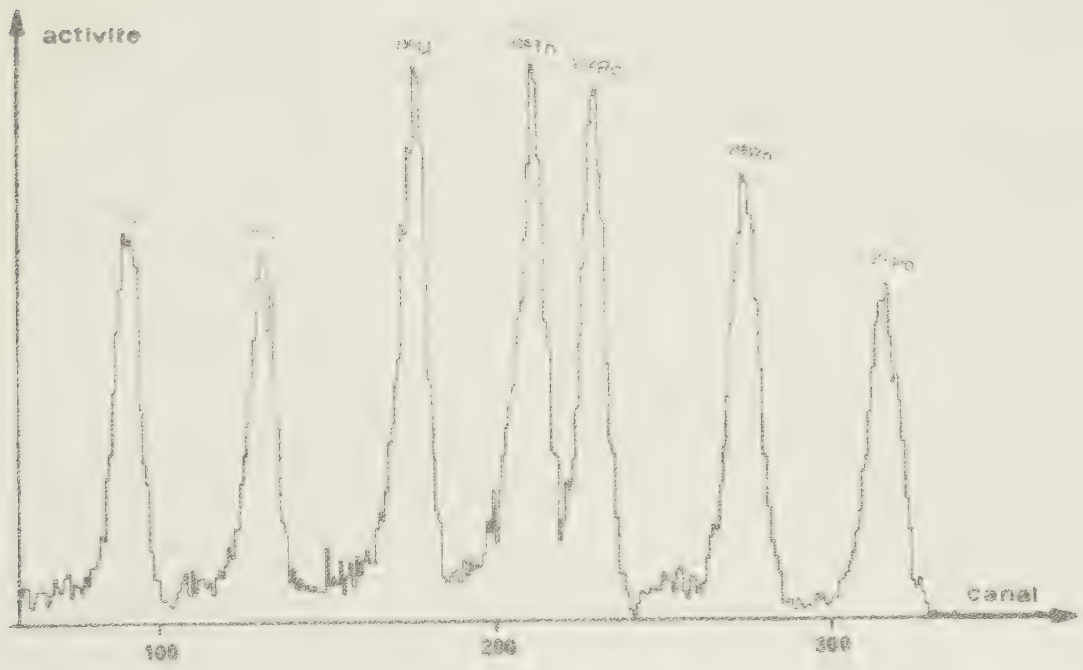


Fig. 13

^{230}Pa L'^{230}U peut provenir par décroissance du ^{230}Pa. Cet élément présente des propriétés radioactives complexes. Il possède une période globale de 17,4 ± 0,5 jours. Il se désintègre de trois façons différentes : par capture électronique (C.E.) conduisant au ^{230}Th pour 92 %, par émission β^- 8 %, et enfin pour 0,003 %, par émission α conduisant à l'^{226}Ac. L'embranchement β^- de 8 % qui seul ici nous intéresse est malheureusement mal défini. Certains auteurs lui donnent une valeur de 15 %. Cependant, la première valeur semble la plus sûre.

^{230}Np Le ^{230}Np n'a pas encore été identifié. Cependant, sa position dans le tableau périodique indique qu'il pourrait au moins en partie se désintégrer par capture électronique. Par ailleurs, si on forme du Np par réaction avec le Li ou le B sur le Th, les isotopes excités formés seraient situés vers la masse 238 ou 239 et donc, le ^{230}Np en serait issu par émission de 8 à 9 neutrons. Sa fonction d'excitation se situerait alors nettement au-delà des énergies disponibles dans nos expériences.

^{234}Pu Cet isotope pourrait se former dans les irradiations sur le bore. Par un embranchement de 6 % α et avec une période de 9 h., il pourrait conduire au ^{230}U.

I.E.3 ^{232}U

L'^{232}U est un émetteur α pur de 73,6 ans de période. Il a été identifié pour la première fois par décroissance radioactive du ^{232}Pa formé par réaction (d,2n) sur le thorium. Son spectre α est constitué essentiellement de deux énergies 5,318 MeV (68 %) et 5,261 MeV (32 %) et en plus 5,132 MeV (0,32 %) donc non résolu à la chambre α comme le montre la figure 13.

^{232}Pa C'est un émetteur β^- de 1,2 jours de période. 8 jours après l'irradiation, s'il s'est formé directement dans l'interaction nucléaire,

il n'en reste plus que 1 % sous cette forme, le reste se trouve sous forme d'^{232}U.

^{236}Pu C'est un émetteur α pur de 2,85 ans de période. Son spectre α présente des raies aux énergies : 5,763 MeV (69 %), 5,716 MeV (31 %), 5,61 MeV (0,18 %). Cependant, si on sépare l'uranium des cibles de Th quelques jours après l'irradiation, la période de 2,85 ans est alors trop longue pour que le ^{236}Pu ait pu se désintégrer en ^{232}U.

^{232}Np se désintègre par C.E. totalement avec une période de 13 minutes.

I.E.4 ^{236}Pu

Le ^{236}Pu mesuré par réactions du bore sur le thorium dont les propriétés radioactives ont été données ci-dessus peut se former soit directement, soit à partir d'un nombre varié d'isotopes : ^{236}Np, ^{240}Cm, ^{236}Am correspondant aux trois grands modes de désintégration spontanée excepté la fission. Sur la figure 14, on donne un spectre typique des sources de Pu obtenues. On y distingue les isotopes 236 et 238 du Pu ainsi que le 239 servant de traceur.

^{236}Np Cet isotope possède aussi un schéma de désintégration complexe. A l'état fondamental, il est à la fois émetteur β^- (57 %) et C.E. (43 %). Cependant, les valeurs des embranchements sont assez mal connues et varient avec les auteurs dans des proportions pouvant atteindre 50 %. Les valeurs citées sont celles adoptées généralement. Cet isotope présente un état isomérique de période très longue $5\ 10^3$ ans se transformant par rayonnement électromagnétique en donnant l'état fondamental. Très peu de mesures ont été faites sur le rapport isomérique. STUDIER et al [46] ont donné un rapport isomérique $^{236m}Np/^{236g}Np$ de 0,25 pour une réaction (d,2n) sur l'^{238}U à 21 MeV. LAVOLLEE [47], au Laboratoire, a prolongé

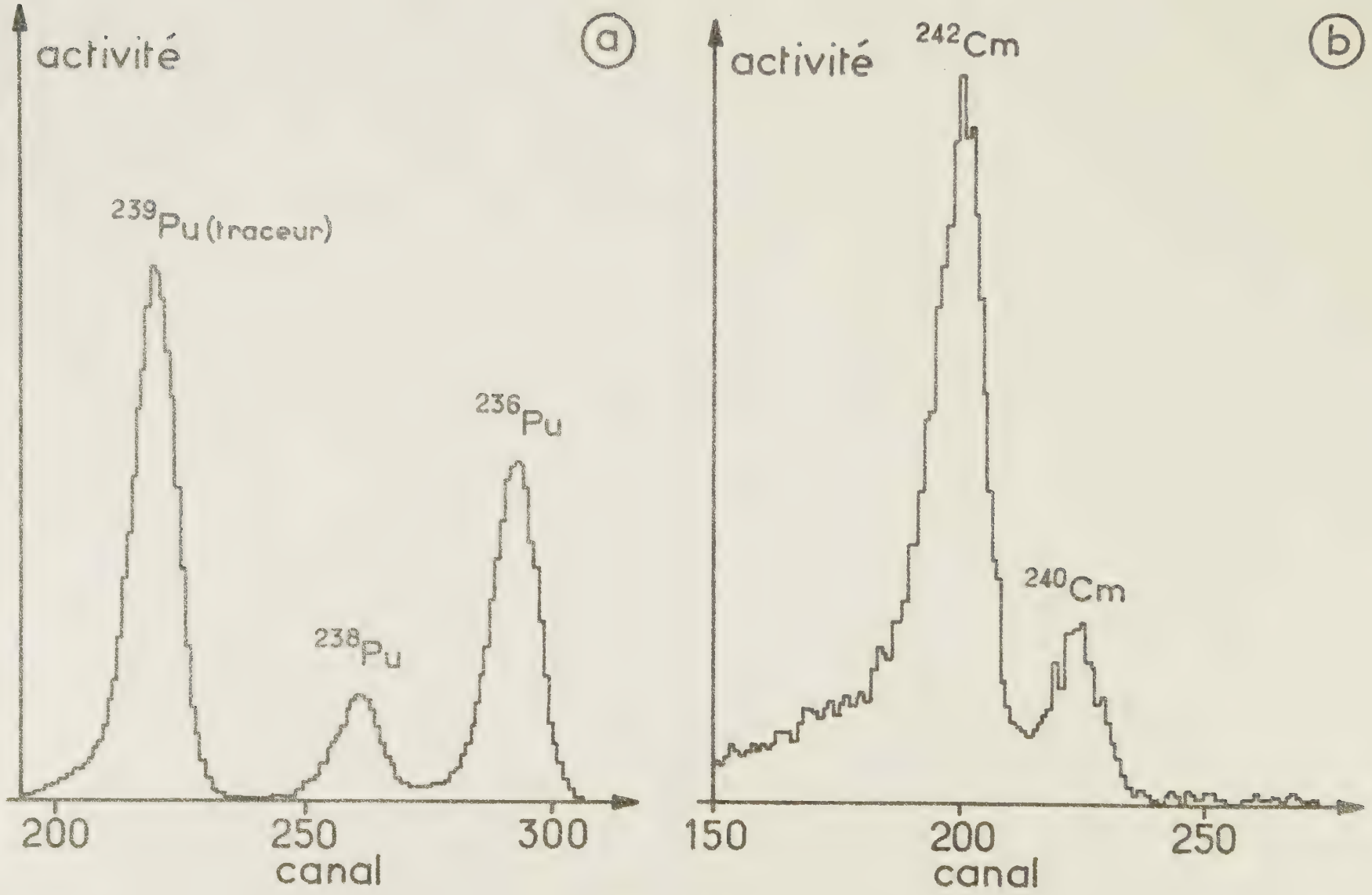

activité
a
239Pu (traceur)
238Pu
236Pu
200
250
300
canal
activité
242Cm
b
240Cm
150
200
250
canal

fig: 14.

cette étude à des énergies allant jusqu'à 30 MeV . On mesure le ^{236g}Np par son émission β^- en traitant les cibles rapidement après l'irradiation. L'isomère de longue période est détecté au spectromètre de masse en ajoutant du ^{237}Np comme entraîneur après avoir traité les cibles plusieurs mois après l'irradiation afin que tout l'isotope de courte période se soit transformé en ^{236}Pu . L'étude expérimentale montre que le rapport isomérique croît avec l'énergie. Des mesures de ce type avec les ions lourds sont actuellement impossibles. Les flux nécessaires à la formation de la quantité de l'isomère de longue période permettant une détection par spectrométrie de masse (de l'ordre de 10^{-12} g) sont encore trop élevés pour la technologie actuelle des faisceaux d'ions lourds.

^{236}Am Cet isotope est inconnu. Cependant sa place dans le tableau des isotopes, comme pour le ^{230}Np , indique qu'il est vraisemblablement, au moins en partie, instable par rapport à la C. E. D'autre part, dans les interactions Th + B , les noyaux composés sont l'^{242}Am ou ^{243}Am qui peuvent donc conduire, par émission de neutrons, à l'^{236}Am . L'éventualité d'une voie de désexcitation de ce type n'est pas à négliger.

^{240}Cm Cet isotope ne peut être formé que par interaction du bore sur l'uranium. Ses propriétés radioactives sont bien connues. C'est un émetteur α de 27 jours de période dont le spectre contient essentiellement les raies de 6,287 MeV (72 %) , 6,243 MeV (28 %) , 6,143 MeV (0,04 %) .

I. E. 5 ^{238}Pu

Le ^{238}Pu est un émetteur α pur de 86,4 ans de période. Son spectre α est caractéristique des transitions entre noyaux pair-pair. On observe les raies de 5,495 MeV (72 %) , 5,452 MeV (28 %) , 5,352 MeV (0,09 %) . L'allure de son spectre a été donnée sur la figure 14 . Les isotopes pouvant le former sont : ^{242}Cm , ^{238}Am , ^{238}Np .

^{238}Np émetteur β^- pur de ?,1 jours.

^{238}Am il décroît par C.E. avec une période de 1,86 h. Dans les interactions Li + U , l'^{238}Am peut provenir de la désexcitation des noyaux composés ^{244}Am ou ^{245}Am formés. L'^{238}Am nécessiterait donc l'émission de 6 à 7 neutrons. La désexcitation peut donc, à l'énergie maximum de 70 MeV , conduire à la formation de cet isotope, mais la fission intervenant à chaque étape de la désexcitation, ce processus est donc peu probable.

^{242}Cm ne peut pas être produit par interaction de Li avec l'u l'uranium. Les réactions correspondantes sur le bore ont été exposées par ailleurs [48] .

I.E.6 ^{240}Cm

Le ^{240}Cm , mesuré par interaction du ^{10}B avec l'^{238}U dont les propriétés radioactives ont été indiquées ci-dessus, ne peut se former dans nos expériences en sus de sa formation directe qu'à partir du ^{240}Bk dont les propriétés de désintégration sont inconnues. Sur la figure 14 b , on a donné l'allure du spectre d'une source d'Am-Cm , mettant en évidence les pics du ^{240}Cm et ^{242}Cm .

I.E.7 ^{242}Cm

C'est un émetteur α pur de 163 jours de période. Son spectre contient les raies de 6,11 MeV (73,7 %) , 6,066 MeV (26,3 %) et 5,965 MeV (0,035 %) . Il peut provenir de plus du ^{242}Bk ou de l'^{242}Am .

^{242}Am Le schéma de désintégration de l'^{242}Am est compliqué par l'existence d'un isomère de période 152 ans se désexcitant par transition électromagnétique vers l'^{242}Am fondamental. Cet isomère est de plus légèrement émetteur α (0,48 %) . Le fondamental est émetteur β^- pour

84 % et se désintègre par C. E. pour 16 % . Comme pour le ^{236}Np , le rapport isomérique n'a pu être étudié.

I. F CALCULS DES SECTIONS EFFICACES

Nous décrirons simplement ici les deux cas où nous avons été amenés à écrire les filiations radioactives. Pour le ^{233}Pa , le problème est simple car même s'il se forme à partir de ^{233}Th , on ne pourra pas distinguer vu la faible période de cet isotope du thorium, d'où provient initialement l'activité mesurée. Dans le cas du plutonium et du curium, nous n'avons fait les mesures que longtemps après l'irradiation, le résultat obtenu est donc global. Dans le cas des deux couples ^{230}Pa , ^{230}U et ^{232}Pa , ^{232}U , nous avons effectué des séparations immédiatement après l'irradiation ainsi que longtemps après. Ces deux mesures, comme nous allons le montrer maintenant, conduisent à la connaissance des sections efficaces séparées de ces isotopes.

Tout d'abord, les mesures directes en β^- du ^{230}Pa et ^{232}Pa se sont révélées impossibles pour des raisons différentes. Pour le ^{232}Pa , la période était trop courte pour pouvoir le mesurer au Laboratoire. Pour le ^{230}Pa , l'activité beaucoup plus élevée (100 fois plus grande environ) du ^{233}Pa masquait totalement son activité. Nous allons donc écrire les calculs permettant de définir ces sections efficaces.

I. F. 1 Sections efficaces de ^{230}Pa et ^{230}U

On appellera σ_{Pa} et σ_U les sections efficaces du ^{230}Pa et de l'^{230}U respectivement. On va calculer l'activité du Pa et de l'U pendant et après l'irradiation, ainsi qu'au moment de la mesure des sources séparées.

pendant l'irradiation

- pour le Pa , on a :

$$N_{Pa} = \frac{\sigma_{Pa} \cdot k}{\lambda_{Pa}} \left[1 - e^{-\lambda_{Pa} \cdot t} \right]$$

avec $k = \phi N_o$ ϕ étant le flux du faisceau par unité de temps , N_o le nombre d'atomes de Th par cm^2 de cible , λ_{Pa} la constante radioactive du ^{230}Pa . Pour une irradiation de quelques heures, la période du ^{230}Pa étant de 17,3 jours, on peut écrire :

$$N_{Pa} = \sigma_{Pa} \cdot N_o \cdot \theta$$

θ représentant le flux intégré sur tout le temps de l'irradiation.

- pour l'uranium :

Si τ est le temps d'irradiation, on peut donc écrire au second ordre près :

$$N_{U,\tau} = k\sigma_U \tau + \alpha \frac{\sigma_{Pa} \cdot k}{\lambda_{Pa} - \lambda_U} \left[-\frac{\lambda_U^2}{2!} + \frac{\lambda_{Pa}^2}{2!} \right] \tau^2$$

après l'irradiation

- pour le Pa :

$$N_{Pa} = \sigma_{Pa} \cdot \theta \cdot N_o \cdot e^{-\lambda_{Pa} \cdot t}$$

t représentant le temps écoulé après la fin de l'irradiation.

- pour le U :

$$A_U = \lambda_U \cdot N_{U,\tau} \cdot e^{-\lambda_U t} + \alpha \frac{\lambda_{Pa} \cdot \lambda_U \cdot \sigma_{Pa} \cdot k \cdot \tau}{\lambda_U - \lambda_{Pa}} \left[e^{-\lambda_{Pa} t} - e^{-\lambda_U t} \right]$$

Pour la réaction Th + Li , on voit que par séparation immédiate l'activité en ^{230}U dans les sources d'U n'est pas mesurable. On peut donc en déduire que σ_U est très faible. On égalera sa valeur à 0 dans les formules . Pour obtenir une plus grande précision on effectuait la séparation au moment où l'activité passait par son maximum soit à environ 650 heures de la fin de l'irradiation.

Dans les réactions Th et B , après séparation immédiate, on n'a pas non plus vu de ^{230}U et donc la méthode ci-dessus s'applique de la même manière.

I.F.2 Sections efficaces de ^{232}Pa et ^{232}U

Dans le cas des isotopes 232 du Pa et de l'U , les constantes radioactives sont très différentes respectivement $2,188\ 10^{-2}$ et $1,069\ 10^{-6}$ en heure^{-1} . Les calculs deviennent alors :

pendant l'irradiation

- pour le Pa

$$N_{Pa,\tau} = \sigma_{Pa} \cdot \frac{k}{\lambda_{Pa}} \left[1 - e^{-\lambda_{Pa} \cdot \tau} \right]$$

- pour l'U

En tenant compte que $\lambda_U \quad \lambda_{Pa}$, on peut écrire :

$$N_{U,\tau} = (\sigma_U + \sigma_{Pa})\, k \cdot \tau - \frac{\sigma_{Pa} \cdot k}{\lambda_{Pa}} \left[1 - e^{-\lambda_{Pa} \cdot \tau} \right]$$

après l'irradiation

- pour le Pa

$$N_{Pa} = N_{Pa,\tau}\, e^{-\lambda_{Pa} \cdot t}$$

- pour l'U

$$A_U = \lambda_U N_{U,Z} e^{-\lambda_U \cdot t} + \frac{\lambda_U \cdot \lambda_{Pa}}{\lambda_U - \lambda_{Pa}} \sigma_{Pa} \cdot \frac{k}{\lambda_{Pa}} (1 - e^{-\lambda_{Pa} \cdot \tau}) \left[e^{-\lambda_{Pa} \cdot t} - e^{-\lambda_U t} \right]$$

Les formules se simplifient pour les intervalles de temps que l'on utilise en général. Les séparations ont lieu entre une heure et quelques dizaines de jours après l'irradiation (t_s). Pour ces valeurs, on peut prendre égal à 1 le terme $e^{-\lambda_U t}$, avec une certitude inférieure au 1/100, soit tant que le temps séparant l'irradiation de la séparation chimique n'excède pas 935 heures, ce qui est largement le cas pour les séparations immédiates.

Si on compte ensuite les sources séparées, un temps t_c après la fin de la séparation, on peut écrire alors avec les paramètres R (rendement de la séparation chimique) et e (efficacité du détecteur).

$$A_U = R \cdot e \cdot 1{,}782 \cdot 10^{-8} \left[(\sigma_U + \sigma_{Pa}) k \cdot \tau - \frac{\sigma_{Pa} \cdot k}{\lambda_{Pa}} (1 - e^{-\lambda_{Pa} \cdot \tau}) e^{-\lambda_{Pa} \cdot t_s} \right]$$

Pour un temps t_s suffisamment long pour que l'exponentielle $e^{-\lambda_{Pa} t_s}$ soit nulle, on obtient :

$$A_U = R \cdot e \cdot 1{,}782 \cdot 10^{-8} \left[\sigma_U + \sigma_{Pa} \right] k \cdot \tau$$

Ces deux dernières équations constituent donc un système linéaire de deux équations à deux inconnues. Il suffit donc de faire deux expériences dans des conditions identiques d'énergies pour en déduire les sections efficaces du ^{232}Pa et ^{232}U séparément. On va présenter maintenant les courbes obtenues.

I. G CLASSIFICATION DES COURBES EXPERIMENTALES

Les courbes obtenues peuvent être séparées en trois groupes sur la seule comparaison de leurs formes fig. 15 à 26 . Les valeurs correspondantes sont présentées dans les tableaux 3 à 6 .

Les deux courbes ^{240}Cm , obtenues par ^{10}B et ^{11}B sur le ^{238}U (fig. 26) , ont la forme classique des fonctions d'excitation par noyau composé. La position relative de leurs maximums décalés d'une dizaine de MeV s'explique bien par l'évaporation d'un neutron supplémentaire pour la fonction d'excitation obtenue par ^{11}B sur U . En effet, l'énergie de séparation du dernier neutron dans le ^{249}Bk est de 6,3 MeV . Pour une énergie d'excitation de 89,3 MeV correspondant à l'énergie de 102 MeV du maximum de la fonction, on obtient une température nucléaire de l'ordre de 2,3 MeV en prenant pour paramètre de densité de niveau une valeur de 16 MeV^{-1} . Après l'émission du premier neutron, l'énergie d'excitation du ^{248}Bk est de 80,7 MeV pour l'énergie la plus probable, et de 78,4 MeV pour l'énergie moyenne. Ce qui correspond pour les énergies incidentes du ^{10}B aux valeurs respectives de 90,5 MeV et 93 MeV , en bon accord avec l'expérience. Le calcul complet de désexcitation du noyau composé sera exposé plus loin, ces deux fonctions pouvant servir à tester le programme qui pourra ensuite être appliqué à d'autres courbes où le phénomène est moins pur.

Dans le deuxième groupe, on peut ranger la fonction d'excitation du ^{242}Cm et du ^{236}Pu , qui sont les produits des réactions homologues pour les cibles d'U et de Th . Ces fonctions d'excitation présentent une forme assymétrique avec une pente raide vers les basses énergies. De plus, les maximums de ces fonctions se placent aux mêmes énergies et on ne retrouve pas le décalage d'une dizaine de MeV correspondant à l'émission d'un neutron supplémentaire pour les réactions par ^{11}B . Ces deux caractéristiques s'expliquent si on admet que les fonctions d'excitation sont brutale-

ment coupées vers les basses énergies par la barrière coulombienne que doivent franchir les ions bore pour former le noyau composé. D'autre part, vers les hautes énergies, la chute est moins brutale et ne reproduit pas l'allure générale des fonctions d'excitation par noyaux composés. De plus, pour la réaction $^{232}Th + {}^{11}B \longrightarrow {}^{236}Pu$ au-dessus de 100 MeV , il semble que la fonction d'excitation remonte. Ces fonctions recouvrent donc plusieurs phénomènes que l'on peut, a priori, classer en deux groupes. On peut avoir désexcitation du noyau composé avec un nombre de voies conduisant au ^{236}Pu ou ^{242}Cm assez nombreuses. Par exemple, pour le ^{236}Pu , on peut supposer l'ensemble des réactions suivantes :

$$^{243}Am \xrightarrow{7n} {}^{236}Am \xrightarrow{E.C.} {}^{236}Pu$$

$$^{243}Am \xrightarrow{6\,n + p} {}^{236}Pu$$

$$^{243}Am \xrightarrow{\alpha+3p} {}^{236}Np \xrightarrow{\beta^-} {}^{236}Pu$$

$$^{243}Am \xrightarrow{2p,\,5n} {}^{236}Np \longrightarrow {}^{236}Pu$$

On peut encore les obtenir par fusion incomplète de l'ion incident et de la cible suivie de désexcitation de "précurseur" obtenu. Ce processus pouvant être réalisé à partir d'une sous-structure contenant 3 ou 4 protons ; ces courbes semblent donc résulter d'un ensemble de réactions et on ne pourra les expliquer qu'après avoir étudié les phénomènes plus purs du groupe I .

Dans le troisième groupe, on peut ranger toutes les fonctions traduisant un changement du numéro atomique de la cible de une ou de deux unités. C'est le cas des Pa et U , pour les réactions sur le thorium et des Np pour les réactions sur l'uranium. Ces fonctions présentent toutes une forme du même type : après une montée brusque, traduisant l'existence d'une barrière, elles atteignent un plateau plus ou moins plat qu'elles conser-

vent dans toute l'échelle des énergies disponibles. Il est manifeste que cette forme de courbes ne correspond pas à une désexcitation de noyaux composés. Les valeurs des masses atomiques correspondantes sont bien trop éloignées de ceux-ci pour en résulter par désexcitation en cascade. Du point de vue énergétique, pour beaucoup d'entre elles, un processus de ce type donnerait des Q de réaction supérieurs aux énergies utilisées ou tout au moins aux seuils expérimentaux. De plus, les valeurs absolues des sections efficaces sont incompatibles avec la compétition de la fission à chaque stade de la chaîne de désexcitation. Enfin, les seuils de réactions sont parfois situés en-dessous de la barrière coulombienne de l'ion incident, barrière qui est de 32 MeV pour le Li et de 55 MeV pour le bore. Ces valeurs calculées avec un rayon élémentaire de 1,5 fermi représentent une limite inférieure de ces données. Nous avons donc affaire ici à des courbes résultant d'un transfert de nucléons entre le projectile et la cible. Cependant, on ne peut savoir a priori si certaines parties des courbes de ce type ne sont pas issues d'une désexcitation du noyau composé. Nous traiterons donc d'abord de la formation du noyau composé et de sa désexcitation. Après avoir enlevé éventuellement aux courbes expérimentales les parties qui correspondent à ce mécanisme, nous passerons à l'étude des réactions de transfert.

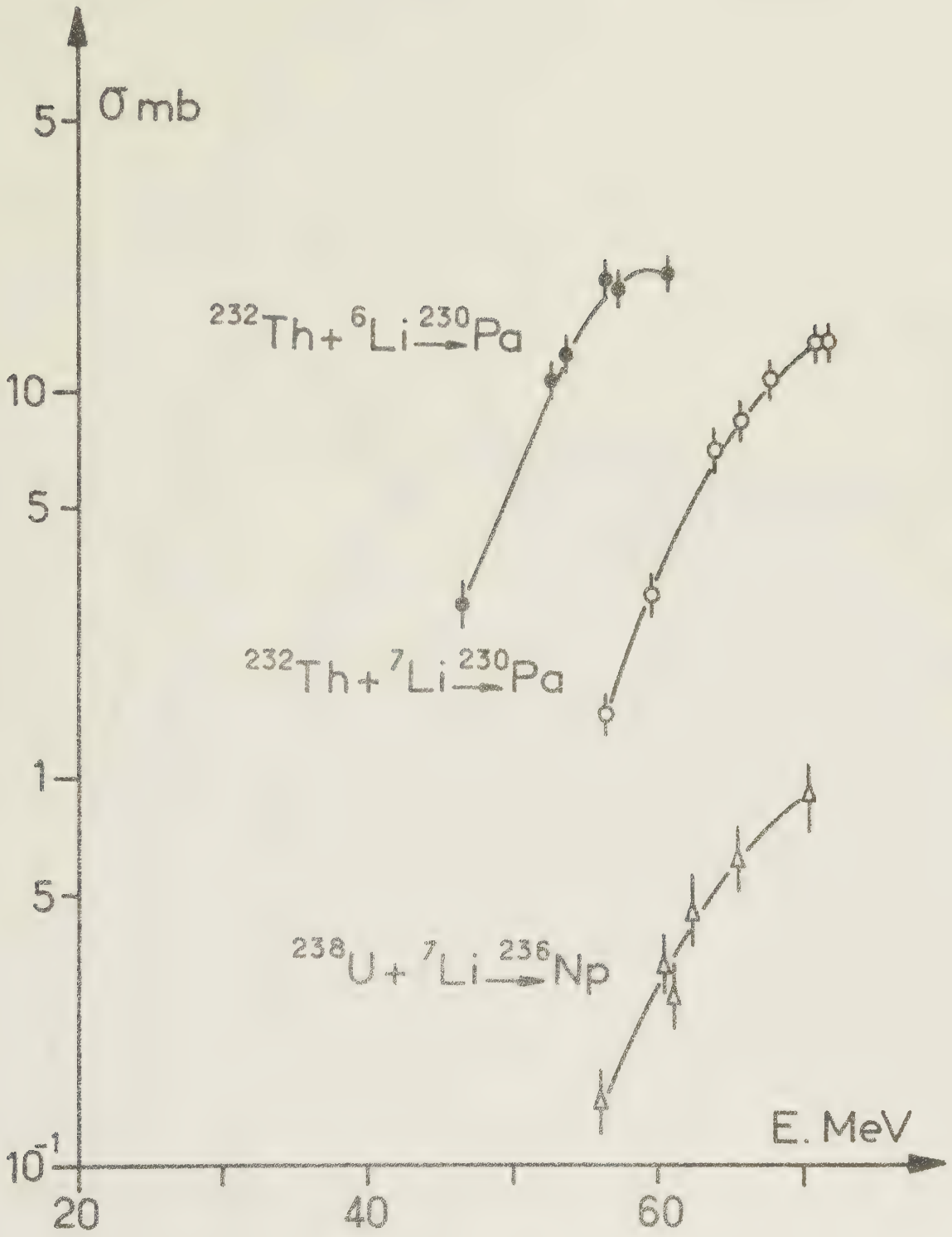
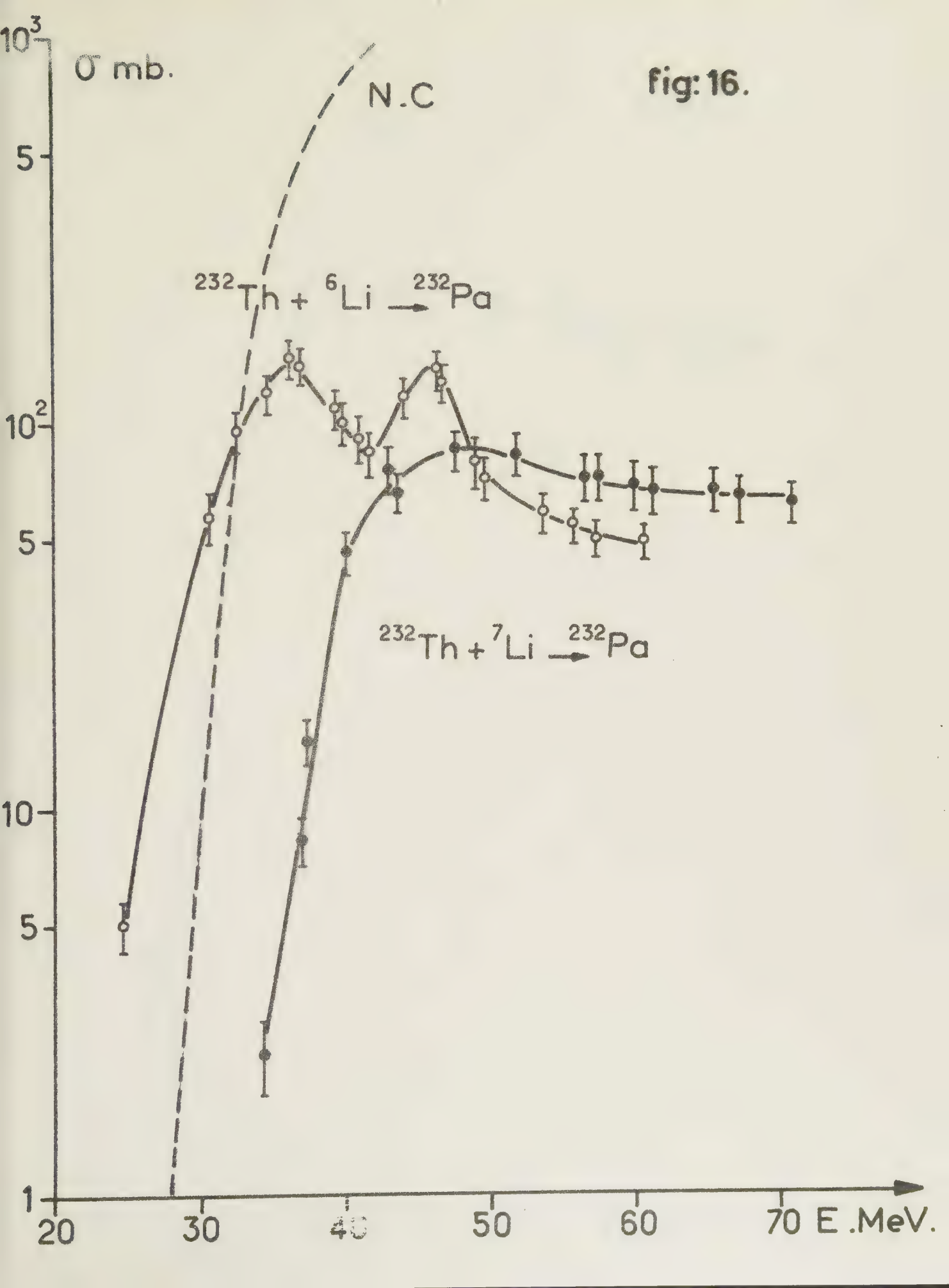
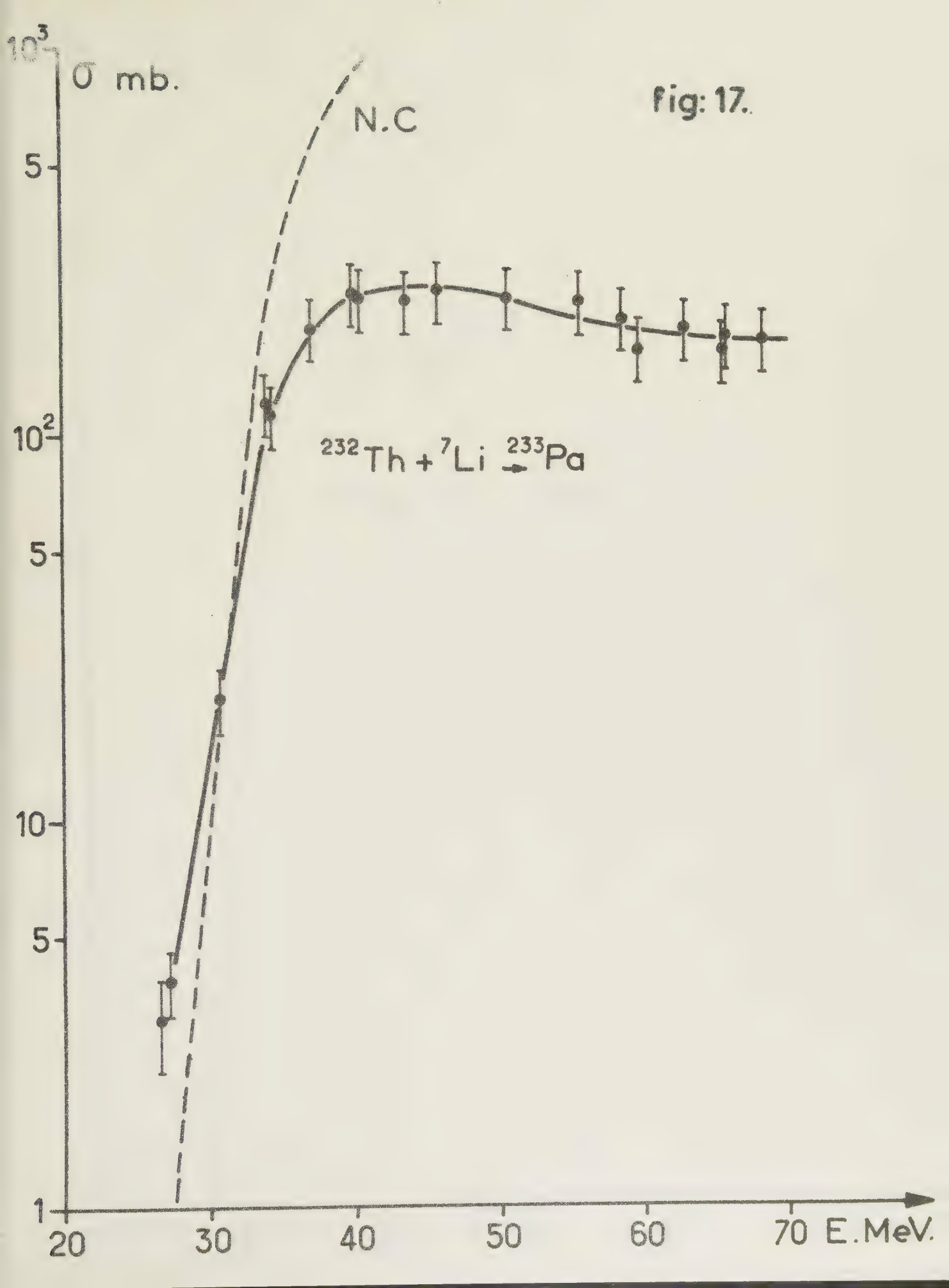

σ mb
5
10
5
1
5
10^{-1}
$^{232}Th + ^{6}Li \rightarrow ^{230}Pa$
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{230}Pa$
$^{238}U + ^{7}Li \rightarrow ^{236}Np$
E. MeV
20
40
60

fig: 15.


σ mb.
N.C
fig: 16.
$^{232}Th + {}^{6}Li \rightarrow {}^{232}Pa$
$^{232}Th + {}^{7}Li \rightarrow {}^{232}Pa$
10^3
5
10^2
5
10
5
1
20
30
40
50
60
70 E .MeV.


10³
σ mb.
N.C
fig: 17.
5
10²
5
10
5
1
232Th + 7Li → 233Pa
20
30
40
50
60
70 E.MeV.

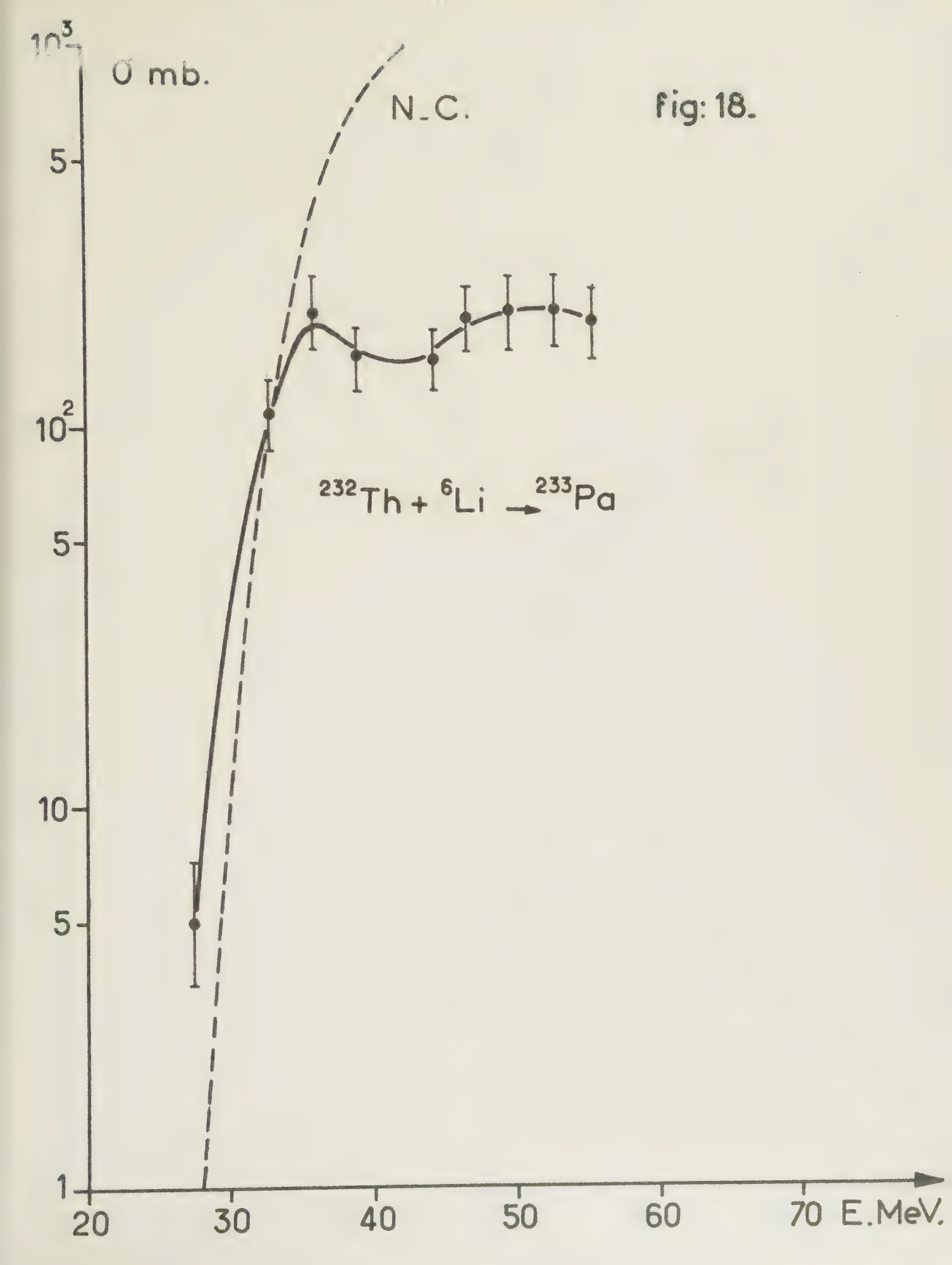

10³
σ mb.
N.C.
fig: 18.
5
10²
5
10
5
1
232Th + 6Li → 233Pa
20
30
40
50
60
70 E.MeV.

fig: 19.

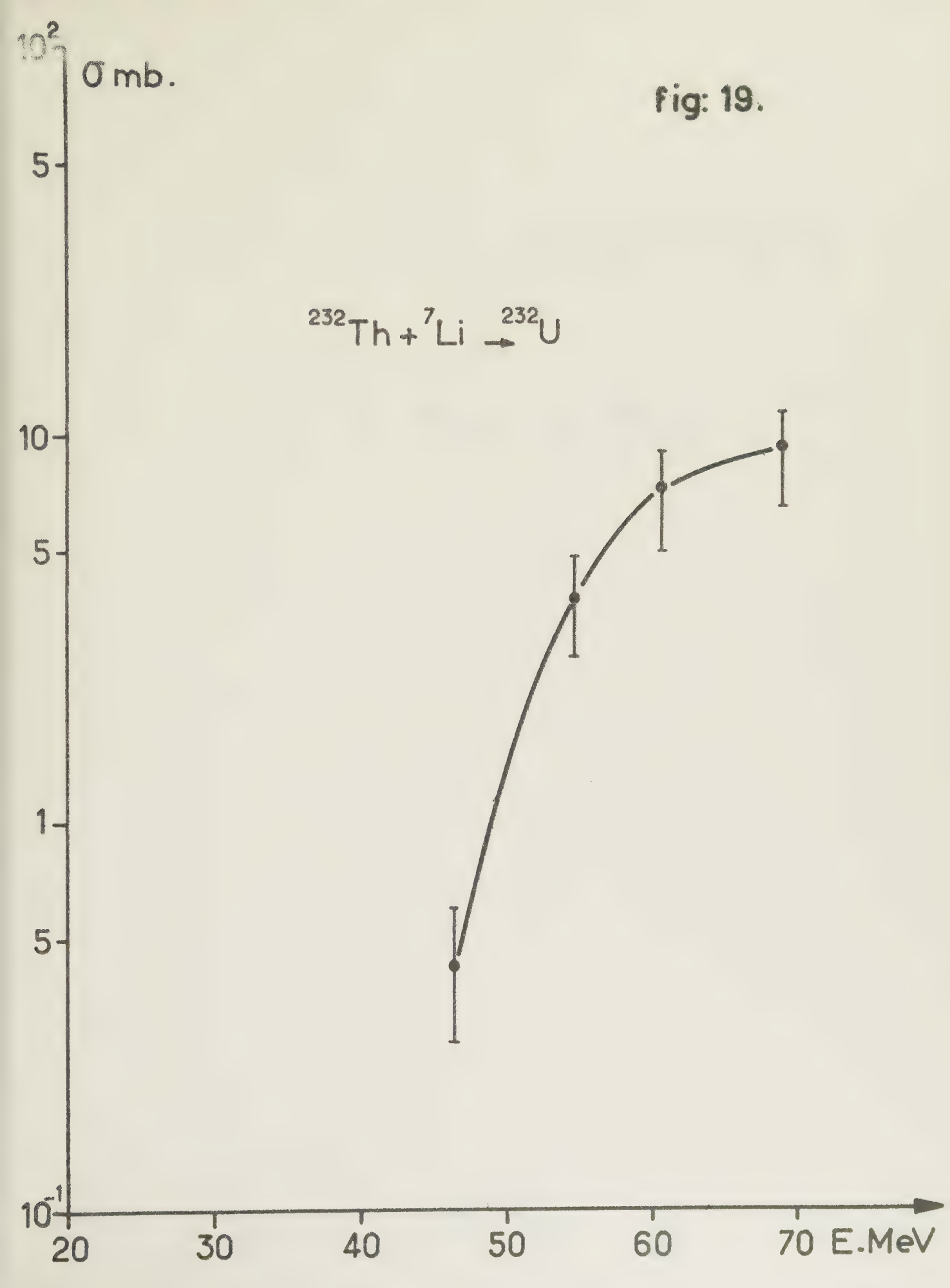
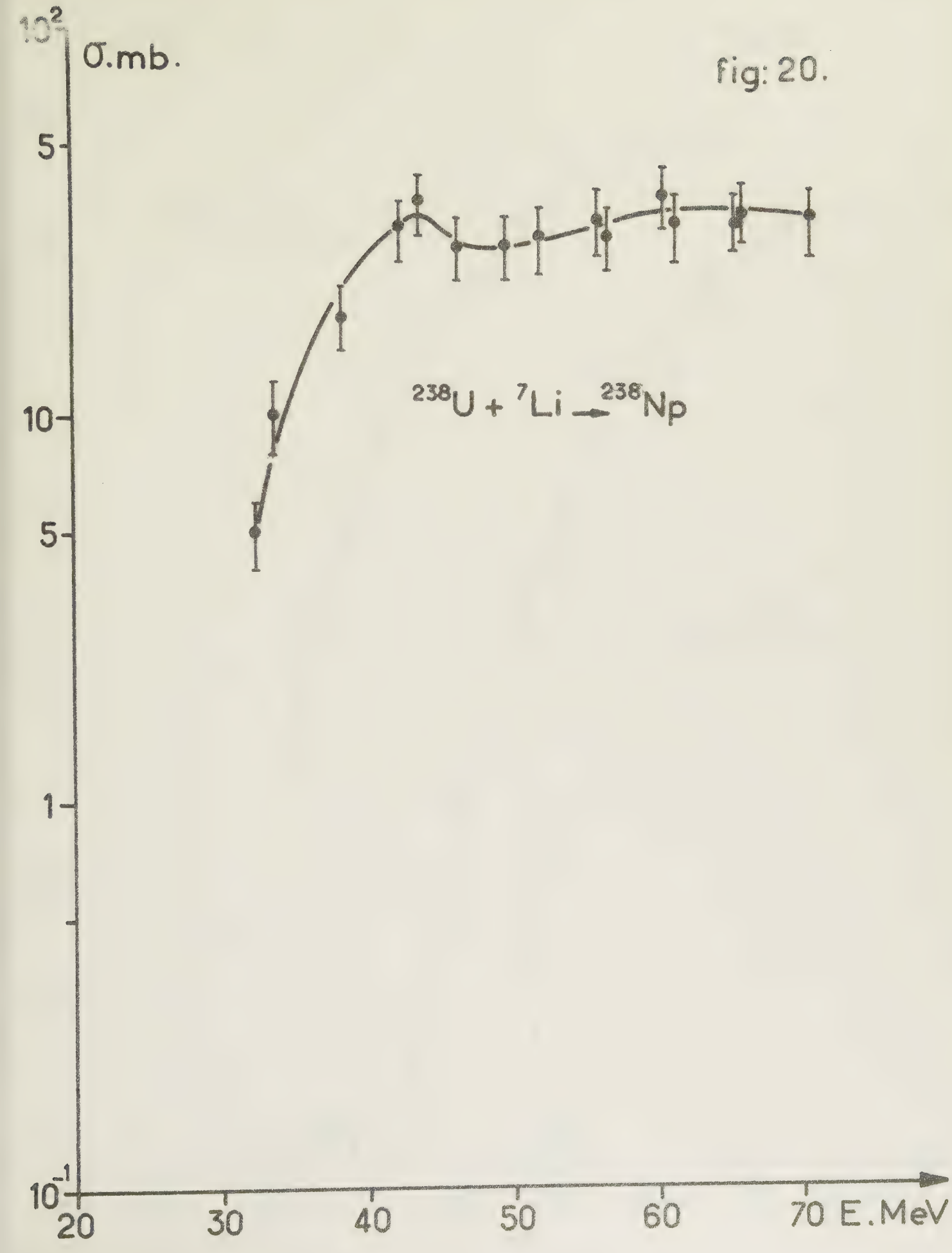
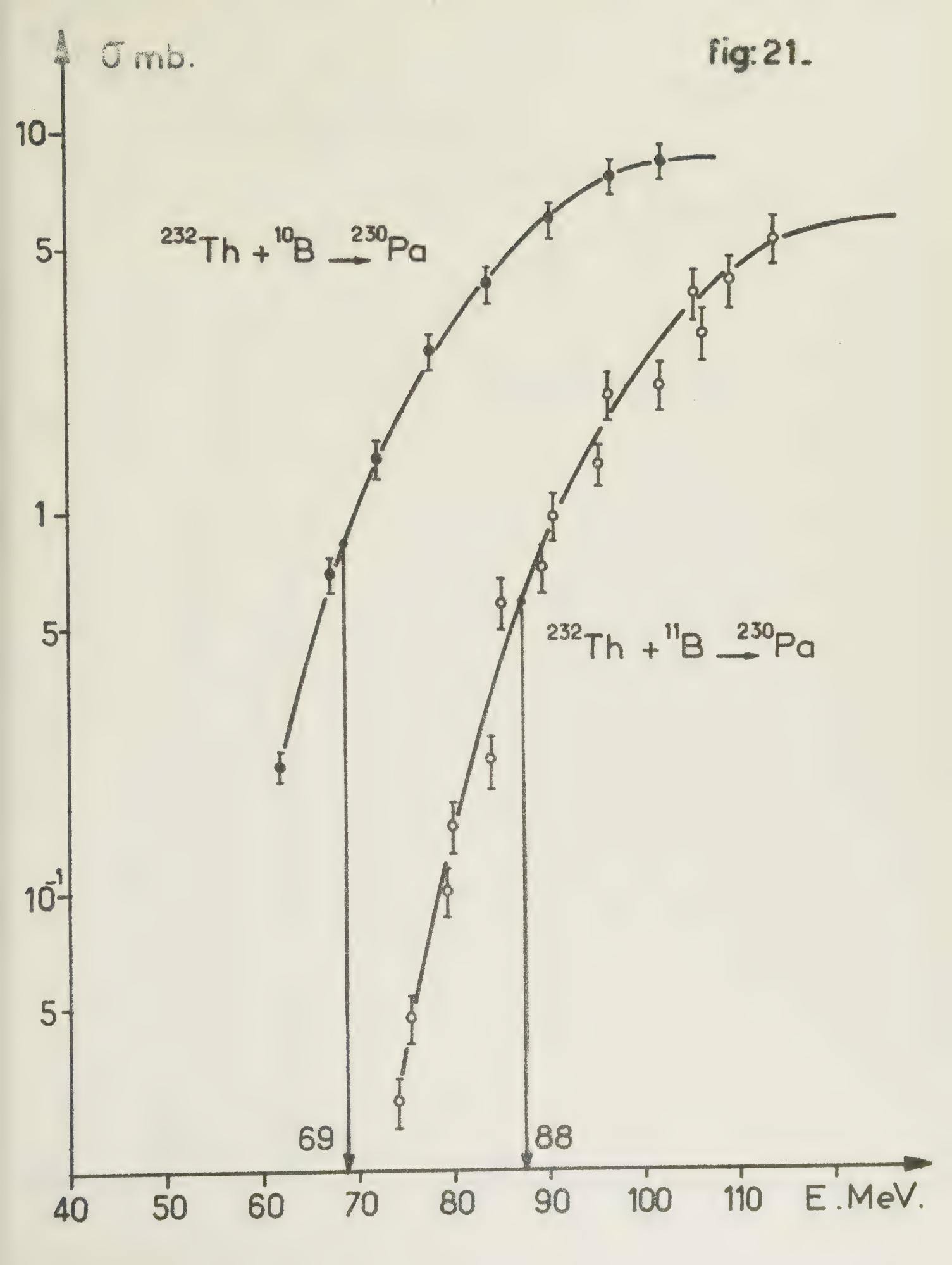
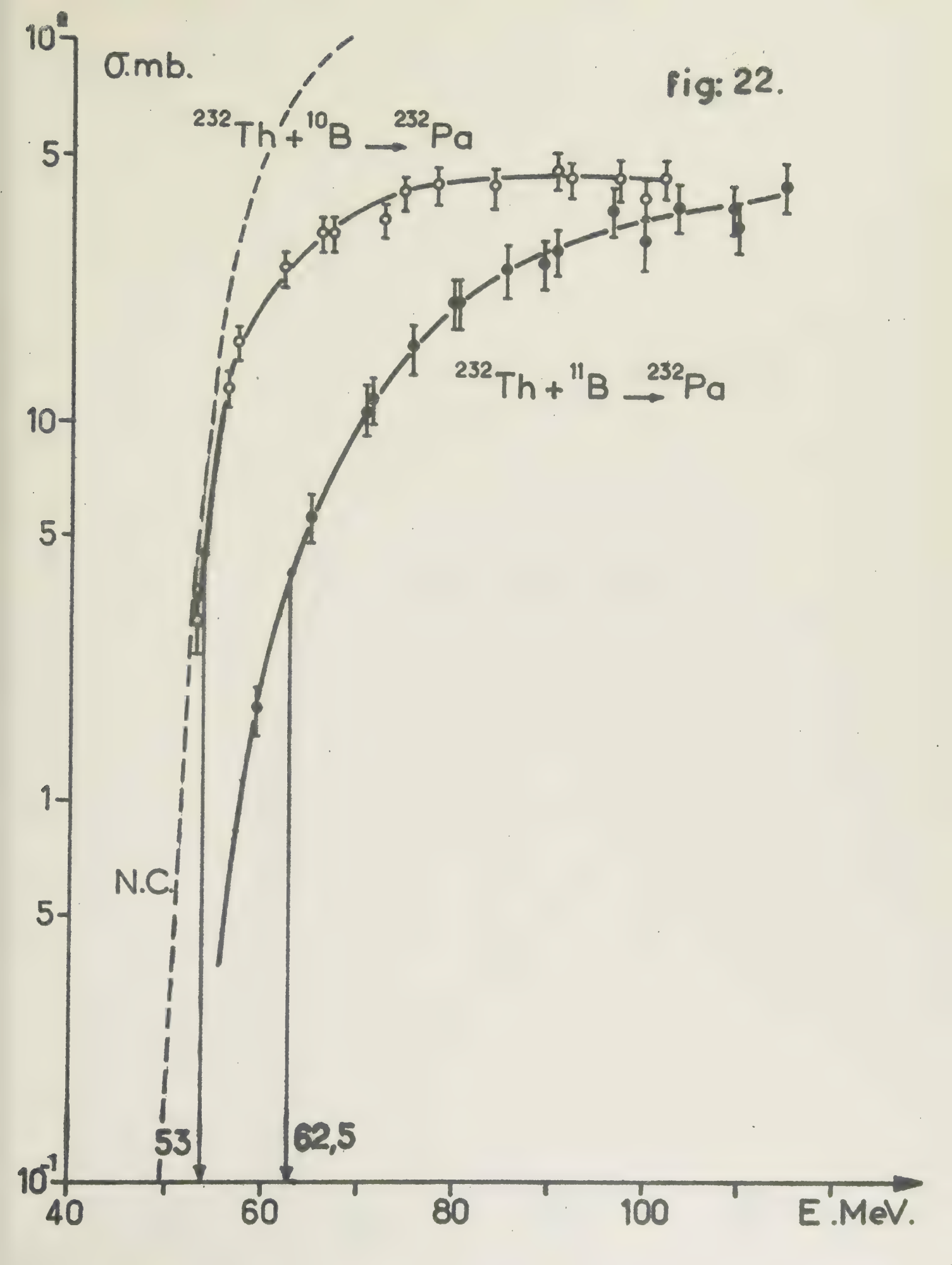

10^2
σ mb.
5
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{232}U$
10
5
1
5
10^{-1}
20
30
40
50
60
70 E.MeV

fig: 20.


10^2
σ.mb.
5
10
5
1
10^{-1}
$^{238}U + ^{7}Li \rightarrow ^{238}Np$
20
30
40
50
60
70 E.MeV


σ mb.
fig: 21.
10
5
1
5
10⁻¹
5
232Th + 10B → 230Pa
232Th + 11B → 230Pa
69
88
40
50
60
70
80
90
100
110
E.MeV.


σ.mb.
fig: 22.
$^{232}Th + ^{10}B \rightarrow ^{232}Pa$
$^{232}Th + ^{11}B \rightarrow ^{232}Pa$
N.C.
53
62,5
E.MeV.
40
60
80
100
10
5
1
5
10^{-1}

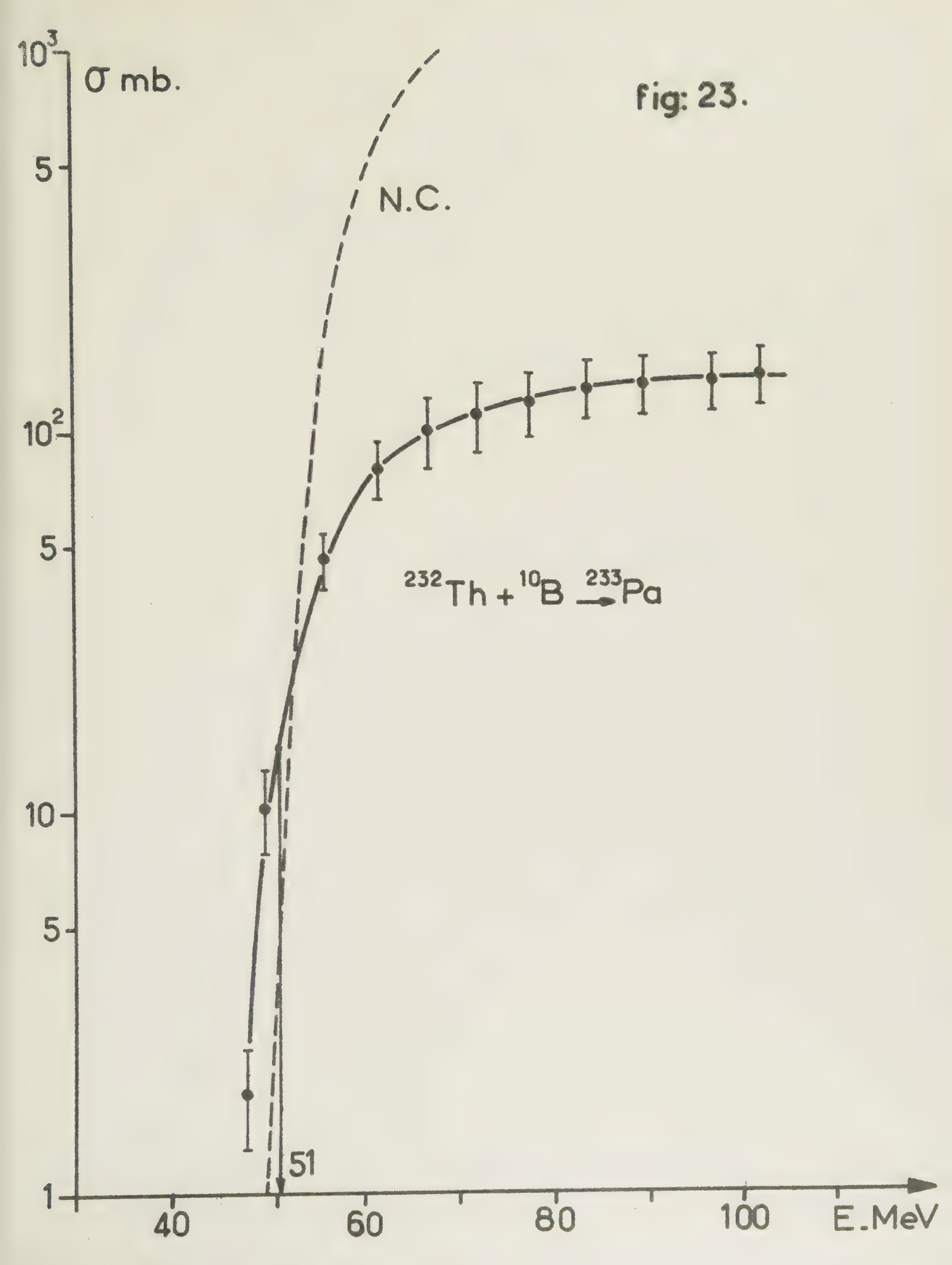


fig: 23.
σ mb.
10³
5
10²
5
10
5
1
N.C.
232Th + 10B → 233Pa
51
40
60
80
100
E.MeV

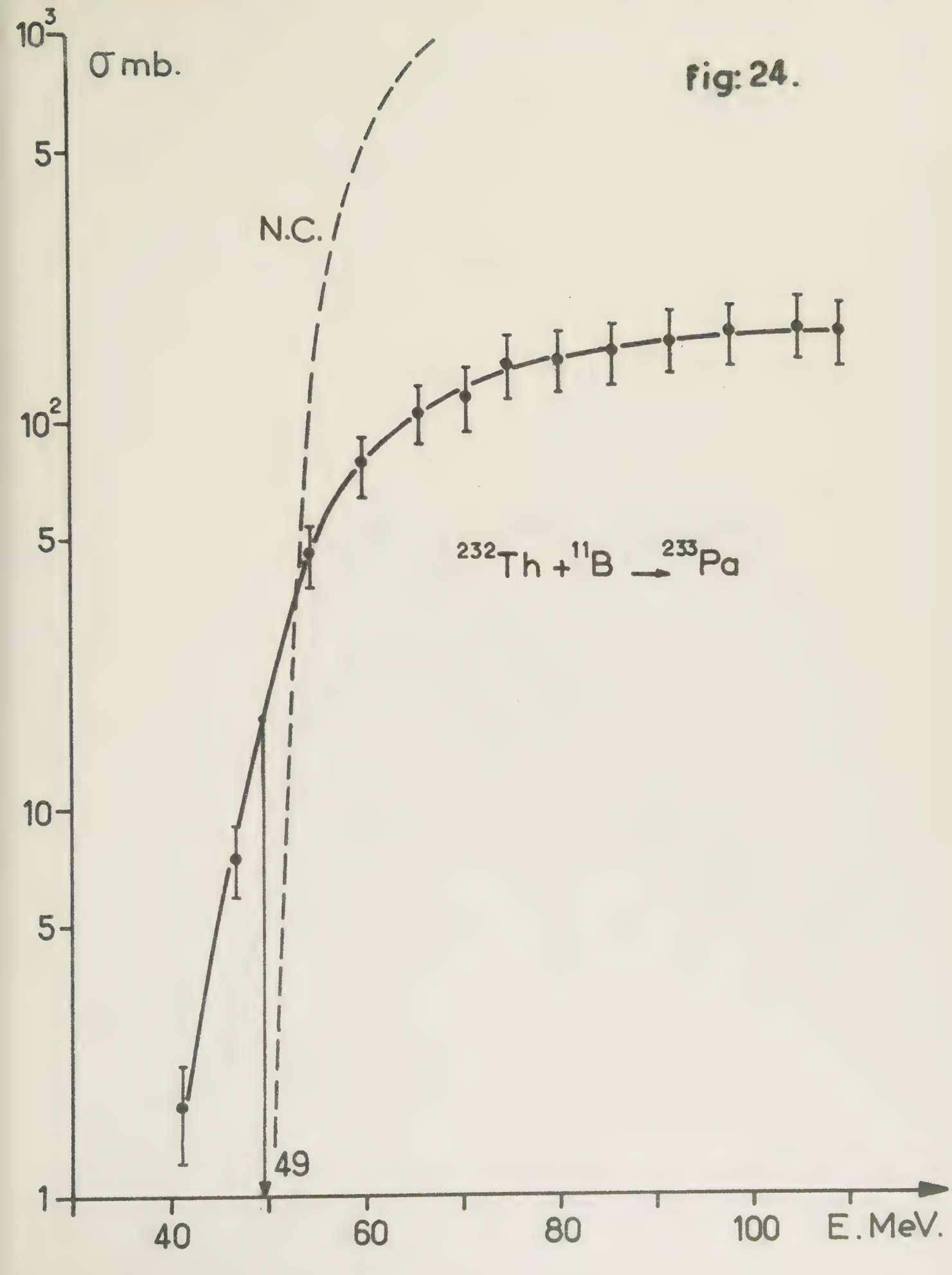


Fig: 24.

fig: 25.

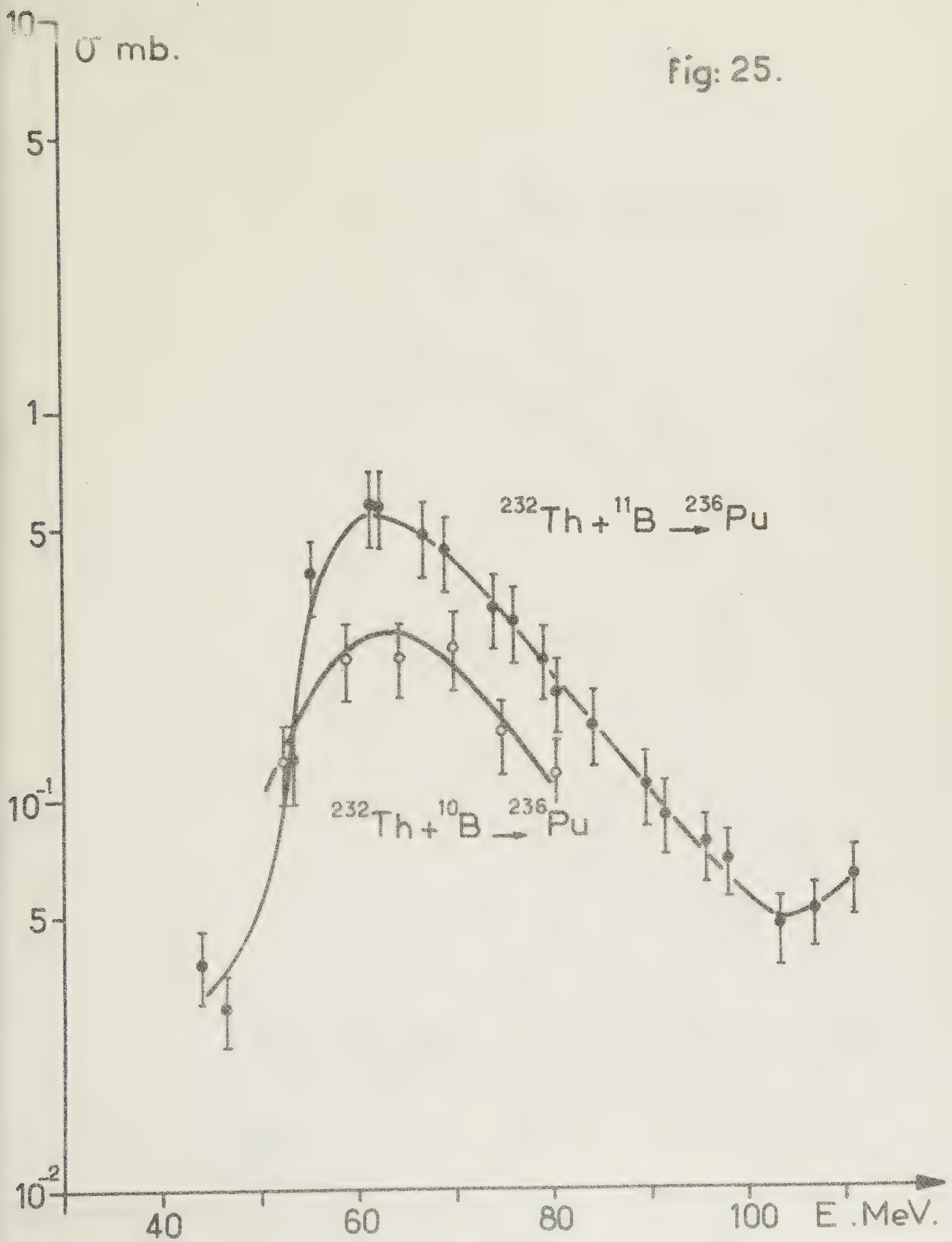
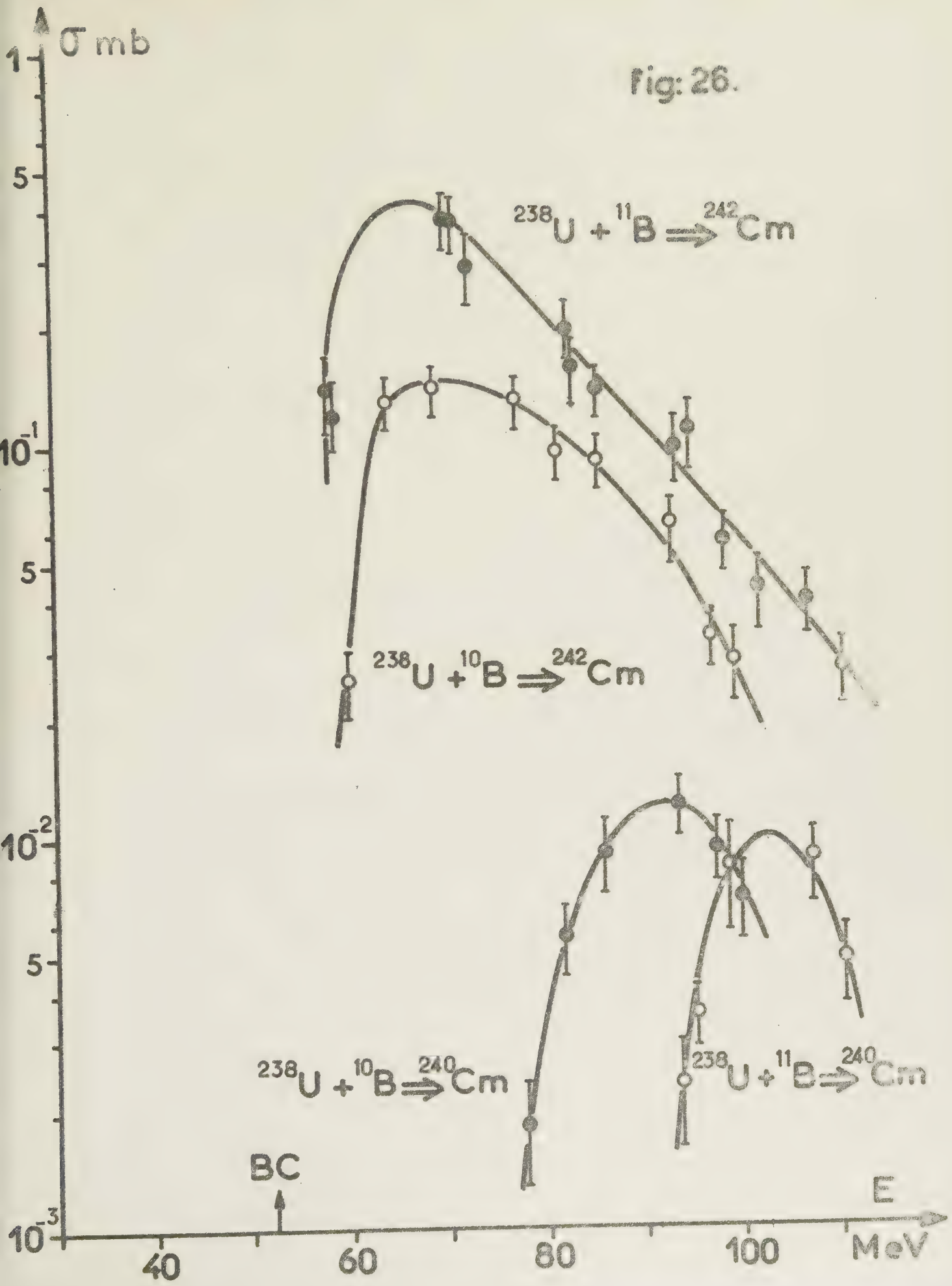

10
σ mb.
5
1
5
10^{-1}
5
10^{-2}
$^{232}Th + ^{11}B \rightarrow ^{236}Pu$
$^{232}Th + ^{10}B \rightarrow ^{236}Pu$
40
60
80
100
E .MeV.

Fig: 26.


σ mb
1
5
10⁻¹
5
10⁻²
5
10⁻³
238U + 11B ⇒ 242Cm
238U + 10B ⇒ 242Cm
238U + 10B ⇒ 240Cm
238U + 11B ⇒ 240Cm
BC
E
40
60
80
100
MeV

Th + ^{6}Li					
E MeV	^{230}Pa	E MeV	^{232}Pa	E MeV	^{233}Pa
46	3 ± 0,3	24,6	5 ± 0,50	27,3	5 ± 1,10
52,5	11,25 ± 1,12	30,6	57 ± 5,70	32,7	108 ± 23,7
53,5	13,12 ± 1,31	32,5	96 ± 9,60	36	200 ± 44
56	20,62 ± 2,06	34,6	122 ± 12,2	39	155 ± 34,1
57	19,68 ± 1,96	36,3	150 ± 15	44,3	150 ± 33
60,5	21,56 ± 2,56	37	142 ± 14,2	46,7	190 ± 41,8
		39,3	110 ± 11	49,5	200 ± 44
		40	102 ± 10,2	52,7	200 ± 44
		41	92 ± 9,2	55,3	190 ± 41,8
		41,7	85 ± 8,5		
		44,2	118 ± 11,8		
		46,5	140 ± 14		
		46,7	130 ± 13		
		49	80 ± 8		
		49,7	72 ± 7,2		
		53,7	59 ± 5,9		
		56	55 ± 5,5		

Tableau 3 - Valeurs des sections efficaces des réactions sur le ^{232}Th des ions ^{6}Li .

Th + ^{7}Li								U + ^{7}Li			
E_{MeV}	^{230}Pa	E_{MeV}	^{232}Pa	E_{MeV}	^{233}Pa	E_{MeV}	^{232}U	E_{MeV}	^{236}Np	E_{MeV}	^{238}Np
56	1,53 ± 0,15	34,5	2,30 ± 0,23	26,5	3 ± 0,54	46,2	0,42 ± 0,042	56,2	0,15 ± 0,033	32,5	5 ± 1,10
59,5	3,18 ± 0,31	37	8,30 ± 0,83	27,5	3,8 ± 0,68	54,5	3,8 ± 0,38	60,5	0,34 ± 0,075	33,5	10 ± 2,20
64	7,68 ± 0,76	37,5	15 ± 1,5	30,5	21 ± 3,78	60,5	7,2 ± 0,72	61	0,28 ± 0,062	38,5	18 ± 3,96
65,5	8,99 ± 0,89	40	47 ± 4,7	34	120 ± 21,6	69	9,3 ± 0,93	62,2	0,47 ± 0,103	42,5	31 ± 6,82
71	11,62 ± 1,16	43	76 ± 7,6	34,5	115 ± 20,7			65,5	0,64 ± 0,14	43,5	36 ± 7,92
71,5	11,62 ± 1,16	43,6	66 ± 6,6	37	190 ± 34,2			70,5	0,92 ± 0,20	46,5	27 ± 5,94
		47,5	88 ± 8,8	40	230 ± 41,4					49,5	27 ± 5,94
		52	84 ± 8,4	40,5	225 ± 40,5					52	29 ± 6,38
		56,5	72 ± 7,2	43,5	225 ± 40,5					56	32 ± 7,04
		57,5	74 ± 7,4	46	235 ± 42,3					56,5	29 ± 6,38
		60	70 ± 7	50,5	230 ± 41,4					60,5	36 ± 7,92
		61,5	68 ± 6,8	55,5	220 ± 39,6					61,5	31 ± 6,82
		65,5	68 ± 6,8	58,5	200 ± 36					65,5	31 ± 6,82
		67,5	66 ± 6,6	59,5	175 ± 31,5					66	33 ± 7,26
		71	62 ± 6,2	62,5	190 ± 34,2					70,5	32 ± 7,04
				65,5	165 ± 29,7						
				68,5	175 ± 31,5						

Tableau 4 Valeurs des sections efficaces des réactions sur le ^{232}Th et l'^{238}U des ions ^{7}Li .

Th + ^{10}B								U + ^{10}B			
E_{MeV}	^{230}Pa	E_{MeV}	^{232}Pa	E_{MeV}	^{233}Pa	E_{MeV}	^{236}Pu	E_{MeV}	^{240}Cm	E_{MeV}	^{242}Cm
61,5	0,215 ± 0,032	53	2,90 ± 0,435	47,5	1,85 ± 0,33	52,5	0,125 ± 0,027	77	0,0018 ± 0,0003	59,5	0,025 ± 0,003
67	0,692 ± 0,104	56	12 ± 1,80	48,5	10,25 ± 1,84	58,5	0,23 ± 0,050	81	0,0055 ± 0,0011	63,5	0,130 ± 0,019
72	1,402 ± 0,210	57	16 ± 2,40	56	46,5 ± 8,37	64	0,23 ± 0,050	85,5	0,0090 ± 0,0018	68,5	0,140 ± 0,021
77,5	2,719 ± 0,408	62	25 ± 3,75	61,5	80 ± 14,4	69,5	0,25 ± 0,055	93	0,012 ± 0,0024	77	0,130 ± 0,019
83,5	4,031 ± 0,604	66	31 ± 4,65	67	102 ± 18,3	74,5	0,15 ± 0,033	96,5	0,0094 ± 0,0019	81	0,096 ± 0,014
90	5,996 ± 0,899	67	31 ± 4,65	72	112 ± 20,16	80	0,115 ± 0,025	99,5	0,0068 ± 0,0014	85	0,092 ± 0,013
96,5	7,685 ± 1,152	72,5	33,5 ± 5,02	77,5	120 ± 21,6					92,5	0,063 ± 0,009
102	8,435 ± 1,265	74,5	40 ± 6	83,5	130 ± 23,4					96,5	0,033 ± 0,005
		78	41,5 ± 6,22	89,5	135 ± 24,3					109	0,028 ± 0,004
		84	41 ± 6,15	96,5	137 ± 24,6						
		90,5	45 ± 6,75	102	140 ± 25,2						
		92	43 ± 6,45								
		97	43 ± 6,45								
		102	43 ± 6,45								

Tableau 5 - Valeurs des sections efficaces des réactions sur le ^{232}Th et l'^{238}U des ions ^{10}B

Th + ^{11}B								U + ^{11}B			
E MeV	^{230}Pa	E MeV	^{232}Pa	E MeV	^{233}Pa	E MeV	^{236}Pu	E MeV	^{240}Cm	E MeV	^{242}Cm
74	0,028 ± 0,004	59,5	1,75 ± 0,262	41	1,70 ± 0,30	44	0,048 ± 0,010	93	0,0023 ± 0,0004	57,5	0,14 ± 0,028
75	0,046 ± 0,007	65	5,50 ± 0,825	46,5	7,50 ± 1,35	46,5	0,029 ± 0,006	94,5	0,0035 ± 0,0007	58,5	0,12 ± 0,024
79	0,102 ± 0,015	70,5	10,5 ± 1,57	54,5	46 ± 8,28	51	0,127 ± 0,028	98	0,0084 ± 0,0017	69,5	0,48 ± 0,096
80	0,151 ± 0,022	71,5	11,25 ± 1,68	60	80 ± 14,4	55	0,38 ± 0,083	106,5	0,0088 ± 0,0018	70,5	0,48 ± 0,096
84	0,225 ± 0,033	75,5	15,5 ± 2,32	66	105 ± 18,9	61	0,58 ± 0,128	110	0,0048 ± 0,0009	82	0,20 ± 0,04
85	0,379 ± 0,087	79,5	20 ± 3,60	70,5	115 ± 20,7	62	0,57 ± 0,125			82,5	0,16 ± 0,032
89	0,710 ± 0,106	80	20 ± 3,60	75	140 ± 25,2	66,5	0,47 ± 0,103			85	0,14 ± 0,028
90,5	0,992 ± 0,148	85	25 ± 3,75	80	145 ± 26,1	69	0,44 ± 0,097			93	0,10 ± 0,020
95	1,350 ± 0,202	89	26 ± 3,90	85,5	150 ± 27	74	0,31 ± 0,068			94,5	0,11 ± 0,022
96	2,060 ± 0,309	90,5	28 ± 4,20	91,5	160 ± 28,8	76	0,29 ± 0,064			98	0,057 ± 0,011
101,5	2,194 ± 0,329	96,5	35 ± 4,90	98	170 ± 30,6	79	0,23 ± 0,050			101,5	0,043 ± 0,008
105	3,844 ± 0,576	99,5	30 ± 4,50	105	175 ± 31,5	80	0,19 ± 0,042			106	0,040 ± 0,008
106	3,00 ± 0,45	103	36,5 ± 5,47	109	170 ± 30,6	84	0,155 ± 0,034			110	0,027 ± 0,005
109	4,125 ± 0,618	109	36,5 ± 5,47			89,5	0,11 ± 0,024				
113,5	5,248 ± 0,787	109,5	32,5 ± 4,87			91	0,092 ± 0,020				
		114,5	41 ± 6,15			95,5	0,078 ± 0,017				
						103	0,048 ± 0,010				

Tableau 6 Valeurs des sections efficaces sur le ^{232}Th et l'^{238}U des ions ^{11}B .

CHAPITRE II

REACTIONS PAR NOYAUX COMPOSES

C'est en 1936 que N. BOHR [52] a, pour la première fois, introduit le concept de noyau composé.

Dans cette hypothèse, le projectile et la cible fusionnent dans une première étape pour former un système excité. Dans le cas des noyaux lourds, et à des énergies excédant couramment 100 MeV, ce processus a été mis en évidence en mesurant les énergies de recul par exemple par J.M. ALEXANDER et al [122]. On n'observe pas, de plus, avec les ions lourds, malgré l'énergie incidente élevée, de particules issues de cascades intra-nucléaires comme le montrent par exemple les spectres en énergies des α et des protons émis lors de l'interaction entre Ag et ^{14}N à 74 MeV [53]. Le processus de mise en équilibre thermodynamique du noyau de fusion est simplifié par rapport au processus équivalent pour les protons. D'une part, l'énergie cinétique totale est déjà répartie entre tous les nucléons de l'ion incident et donc l'équilibre thermodynamique sera beaucoup plus rapidement atteint. D'autre part, l'énergie transférée dans un choc entre le noyau incident et les nucléons du noyau cible ne peut être que beaucoup plus faible que dans le cas de protons incidents de même énergie. Ce processus de fusion complète n'est cependant pas avec les projectiles lourds le seul phénomène primaire possible. Un grand nombre d'expériences ont mis en évidence des interactions de transfert. Les proportions relatives de ces deux phénomènes ne sont pas complètement connues et donc les sections efficaces de formation du noyau composé demeurent encore mal définies.

La seconde étape consiste en un processus de désexcitation du noyau du fusion plus ou moins complète formé. Ce processus, beaucoup plus lent que le premier, est traité dans le cadre du modèle statistique dans

lequel on suppose que l'on peut considérer le noyau excité comme un gaz de fermions dégénéré. Le noyau peut émettre des nucléons, des groupements de nucléons, des rayonnements électromagnétiques, ou subir un processus de fission. On suppose qu'après l'émission d'une particule ou d'un photon le noyau résiduel accède rapidement à un nouvel état d'équilibre thermodynamique avant qu'une autre particule ne soit émise, ou qu'intervienne le processus de fission. Cette désexcitation par étapes, intervenant entre des états d'équilibre, simplifie beaucoup les calculs en supprimant le paramètre temps. Les notions de thermostatique seront donc suffisantes pour calculer le phénomène. Cette hypothèse essentielle a récemment été testée par MILLER [54] dans le cas extrême d'un système de 100 nucléons disposant d'une énergie d'excitation de 1000 MeV très inégalement répartie. Ces calculs montrent que même dans ce cas le nombre de nucléons émis pendant la phase de mise en équilibre est extrêmement faible comparé au nombre de nucléons émis au total. On peut donc dire que la probabilité d'émission d'un nucléon lorsque le système est hors d'équilibre est extrêmement faible et que l'hypothèse précédente est tout à fait justifiée.

Dans ce chapitre, nous traiterons des interactions des ions incidents avec la cible dans l'hypothèse de la formation du noyau composé. Le premier paragraphe sera consacré au calcul de la fonction d'excitation de fusion complète. Puis, nous donnerons le cadre théorique du processus de désexcitation du noyau formé et de la compétition de la fission. On exposera ensuite les méthodes de calcul numérique et on comparera enfin résultats théoriques et expérimentaux.

Dans le chapitre suivant, on s'intéressera aux réactions de fusion incomplète en utilisant pour la désexcitation des noyaux formés les résultats de ce présent chapitre.

II. A FORMATION DU NOYAU EXCITE DE FUSION COMPLETE

Nous rappellerons tout d'abord la situation expérimentale du problème et nous exposerons ensuite le calcul théorique utilisé.

Trois types d'expérience peuvent conduire à la détermination des sections efficaces de fusion complète.

Un premier type est celui des cibles dont la charge n'est pas trop élevée ($Z < 70$) et pour lesquelles on obtient la section efficace de fusion complète à une énergie donnée en faisant la somme de toutes les sections efficaces de spallation à cette énergie et de la section efficace de fission.

Avec des cibles lourdes comme le thorium ou l'uranium, les réactions de fusion partielle peuvent conduire à une proportion non négligeable de fission. La corrélation entre les fragments de fission permettra donc de distinguer les mécanismes de fusion totale et partielle et donc de calculer la section efficace de fusion totale pour chaque énergie incidente, comme l'a fait VIOLA dans les interactions de divers ions lourds avec l'uranium.

Une troisième méthode appliquée récemment par KOWALSKI et al [6], consiste à compter les traces obtenues dans une feuille de mica placée derrière la cible. La longueur des traces permet de discriminer les évènements résultant d'une fusion totale ou d'une fusion partielle. L'ensemble des résultats expérimentaux les plus proches de nos expériences a été donné par SIKKELAND et al [1, 55]. Ces auteurs ont mesuré les fonctions d'excitation de fission pour les cibles d'uranium avec des ions lourds ^{11}B, ^{12}C, ^{14}N ... Nous leur emprunterons les paramètres permettant de calculer numériquement les formules théoriques que nous allons exposer maintenant.

BLATT et WEISSKOPF [123] montrent que la section efficace totale de réaction pour des noyaux sans spin peut se mettre sous la

forme :

$$\sigma_R(\varepsilon) = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)\, T_\ell(\varepsilon)$$

$\lambda\!\!\!^{-}$ est la longueur d'onde de De BROGLIE associée au système , ℓ est le moment angulaire du système en unité $\hbar$, $T_\ell(\varepsilon)$ est le coefficient de pénétrabilité du noyau incident pour une énergie ε du système dans le référentiel du C. M. Pour des noyaux de spin non nul, la section efficace de réaction pour une énergie donnée et un moment angulaire total J_c peut s'écrire :

$$\sigma_R(\varepsilon, J_c) = \pi \cdot \lambda\!\!\!^{-2} \frac{(2J_c+1)}{(2s_b+1)(2J_t+1)} \sum_{I=|J_t-s_b|}^{J_t+s_b} \sum_{\ell=|J_c-I|}^{J_c+I} T_\ell(\varepsilon)$$

avec J_t spin de la cible , J_c spin du noyau composé , s_b spin du noyau incident dans le cas du schéma de couplage du "spin du canal". On désigne sous ce vocable la valeur $I = J_t + s_b$.

Cette formule correspond donc à un schéma de couplage $\ell - s$. Dans le cas où dans le potentiel on fait apparaître un terme d'interaction spin-orbite, le couplage j-j conduit à une formule plus complexe [56]. Mais d'une part aucune expérience ne permet actuellement de décider quel type de couplage est le plus probable, d'autre part, aux énergies utilisées et avec les ions lourds, les résultats des calculs sont tout à fait semblables. Le problème revient donc à déterminer les coefficients de transmission $T_\ell(\varepsilon)$.

Si on analyse [57] les expériences de diffusion de particules α sur l'argon, le cuivre, le plomb, au moyen d'un potentiel optique, on peut déduire que la section efficace de diffusion élastique est très sensible à la partie imaginaire. On peut alors représenter le potentiel d'interaction par la formule :

$$V_\ell(r) = \frac{2Ze^2}{r} + \frac{\ell(\ell+1)\hbar^2}{2\mu r^2} - 1100 \exp\left[-(r - 1{,}17\, A^{1/3})/0{,}574\right]$$

μ est la masse réduite du système, A le nombre de masse de la cible. Cette fonction représente une approximation du potentiel de WOOD-SAXONS valable pour les particules α si, comme le supposent FORD et WHEELER, le libre parcours moyen de ces particules est petit dans la matière nucléaire devant le rayon du noyau cible. Cette approximation sera encore meilleure dans le cas des ions lourds pour lesquels le libre parcours moyen est encore plus faible. Le potentiel s'écrira alors pour l'équation radiale :

$$V_\ell(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} - V_o \exp\left[-\frac{(r - r_o(A_o^{1/3} + A^{1/3})}{d}\right]$$

Une seconde approximation simplifiant beaucoup les calculs est alors introduite par HILL et WHEELER [58]. Elle consiste à remplacer le potentiel $V_\ell(r)$ par un potentiel parabolique. Les coefficients de transmission sont alors calculables analytiquement. On obtient :

$$T_\ell(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\left[2\pi(B_\ell - \varepsilon)/\hbar\omega\right]}$$

B_ℓ est la hauteur de la barrière pour un moment angulaire ℓ

ε est l'énergie disponible dans le système du centre de masse

ω est la fréquence de vibration de l'oscillateur harmonique ayant pour fonction énergie potentielle une parabole symétrique de la précédente par rapport à l'axe des r. ω_ℓ est donné par la formule :

$$\hbar\omega_\ell = \left[\left|\frac{\hbar^2}{\mu} \frac{d^2 V_\ell}{dr^2}\right|\right]^{1/2}$$

La dérivée seconde de la fonction étant prise au point osculateur soit au maximum de la fonction $V_\ell(r)$. Les calculs à l'ordinateur s'effectuent de façon séquentielle, le problème le plus important à résoudre est de définir les paramètres r_o , d et V_o . Les interactions pour un ion lourd donné ne dépendant qu'assez peu de la cible on peut admettre que les paramètres à définir sont les mêmes pour les cibles de thorium et d'uranium. A partir du tableau de valeurs donné par SIKKELAND et al , on a interpolé les valeurs du tableau ci-dessous que nous avons introduit dans nos calculs

	Li	B
r_o	1,21	1,23
V_o	69	70
d	0,51	0,50

Tableau n° 7 - paramètre du potentiel nucléaire .

La figure 27 donne, à 60 et 80 MeV , pour le couple $^{11}B + ^{232}Th$ les courbes représentatives des variations de $\sigma_E(\ell)$ en fonction du paramètre ℓ dans le cas où nous n'avons pas fait intervenir les spins et du paramètre J dans le cas contraire. Pour les interactions par ions lourds, on peut voir sur cette figure que l'introduction des spins ne modifie que très peu la fonction. L'approximation introduite ici est difficile à déterminer d'une part les paramètres du Li sont obtenus en interpolant ceux définis pour les alpha et les ions bore, et d'autre part, ces derniers ne sont pas directement liés à la section efficace de noyau composé. On peut dire que les valeurs calculées de cette façon représentent une approximation par excès des valeurs réelles.

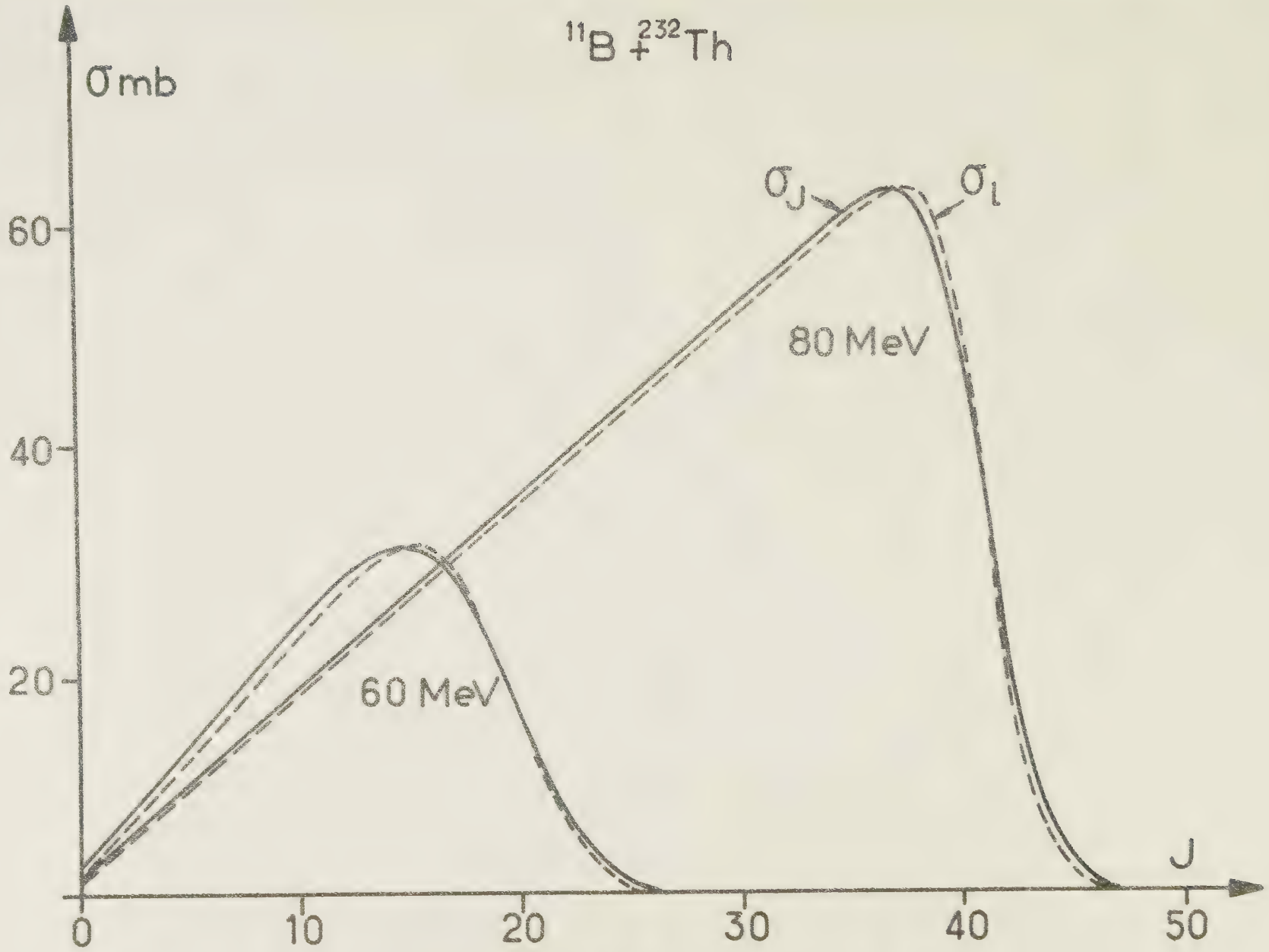

$^{11}B + ^{232}Th$
σ mb
60
40
20
0
10
20
30
40
50
J
σ_J
σ_l
80 MeV
60 MeV

fig: 27.

II. B THEORIE DE L'EVAPORATION NUCLEAIRE

Pour obtenir la section efficace d'une réaction de spallation donnée, on doit multiplier la section efficace de formation du noyau composé par la probabilité de désexcitation de ce noyau conduisant à l'isotope considéré. Dans ce chapitre, on va rappeler le calcul de la donnée élémentaire du problème qui consiste à déterminer à chaque étape de la désexcitation la probabilité pour qu'un certain type de particules soit émis. Cette probabilité élémentaire dépend de deux facteurs essentiels : la densité de niveau du noyau excité et la section efficace de la réaction inverse que l'on décrira successivement. La fission sera considérée ensuite intervenant dans nos réactions comme un processus compétitif.

En traitant le problème statistique dans le cadre mathématique de DARWIN et FOWLER , et en fondant son calcul sur le principe quantique de réversibilité des transitions entre deux états élémentaires, WEISSKOPF [59] a pu montrer que la probabilité relative pour qu'un noyau A excité à l'énergie E_A émette une particule d'énergie comprise entre ε et $\varepsilon + d\varepsilon$ peut se mettre sous la forme :

$$W(\varepsilon)d\varepsilon = \sigma\,(E_B, \varepsilon)\,\frac{gm}{\pi^2 \hbar^3}\,\frac{\omega_B(E_B)}{\omega_A(E_A)}\,d\varepsilon$$

Dans cette formule, le premier terme purement nucléaire et quantique représente la section efficace de la réaction inverse de capture de la particule d'énergie par le noyau résiduel B excité à l'énergie $E_B = E_A - \varepsilon - E_\ell$, E_ℓ étant l'énergie de séparation de la particule dans le noyau A initial .

Le reste de la formule représente la partie statistique du traitement . g est le nombre d'états de spin de la particule. L'expression $\frac{m\varepsilon\, d\varepsilon}{\pi^2 \hbar^3}$ représente dans l'espace de phase le nombre de cellules construites sur les coordonnées d'impulsion du noyau pris dans son ensemble. Dans les deux fonctions $\omega_B(E_B)$ et $\omega_A(E_A)$, densité de niveau des noyaux résiduel et initial excité, on a groupé toutes les cellules de l'espace de phase correspondant au mouvement interne du noyau et représentant, à l'énergie où il se trouve, le nombre de niveaux par MeV .

Dans beaucoup de cas cependant, plusieurs types de particules peuvent être émis. On définit alors la probabilité absolue d'émission d'une particule donnée à une énergie donnée par :

$$P(\varepsilon)\, d\varepsilon = \frac{g \cdot m \cdot \varepsilon \cdot \sigma(E_B, \varepsilon)\, \omega_B(E_B)}{\sum_i \int_0^{\varepsilon_{i\,max}} g_i\, m_i \cdot \varepsilon \cdot \sigma(E_{B_i}, \varepsilon)\, \omega_{B_i}(E_{B_i})\, d\varepsilon}\, d\varepsilon$$

La sommation au dénominateur est étendue à toutes les particules pouvant être émises. Les intégrations portent sur toutes les énergies possibles d'émission. Depuis l'énergie nulle (quoique pour les particules chargées on peut limiter l'intégration à des énergies légèrement inférieures à la barrière coulombienne) jusqu'à l'énergie maximum $\varepsilon_{i\,max}$ que peut emporter la $i^{ème}$ particule et qui laisse le noyau résiduel dans son état fondamental.

Γ définit la largeur partielle pour l'émission d'une particule par la relation :

$$\Gamma = \hbar \int_0^{\varepsilon_{max}} P(\varepsilon)\, d\varepsilon$$

La probabilité absolue d'émission peut alors s'écrire :

$$P(\varepsilon)\,d\varepsilon = \not{h}\ \frac{g \cdot m \cdot \varepsilon \cdot \sigma(E_B,\varepsilon)\,\omega_B(E_B)}{\Sigma\,\Gamma}\ d\varepsilon$$

Dans le cas où la fission intervient comme processus compétitif, à l'émission de particules dans les noyaux excités, il suffit d'étendre dans la formule précédente la sommation du dénominateur de façon à englober la largeur partielle de fission. Nous allons étudier successivement les fonctions ω et σ apparaissant dans cette formule.

II. B. 1 Etude de la densité de niveau

Deux faits expérimentaux sont à la base du modèle développé pour notre étude de la densité de niveaux. On constate, en premier lieu, un accroissement extrêmement rapide de cette fonction lorsque l'énergie d'excitation augmente. On constate ensuite que pour les noyaux pairs la succession des niveaux aux faibles énergies est bien expliquée par les états collectifs du noyau. Au-dessus d'une certaine énergie, cependant, la densité de niveaux reprend une croissance semblable à celle des noyaux impairs.

Il n'est pas possible, à des énergies élevées, et pour des noyaux lourds, de prédire la succession des niveaux de façon précise, car, si aux basses énergies le fait de négliger une partie de l'hamiltonien ne bouleverse pas l'ordre des niveaux, il n'en est pas de même aux hautes énergies où les niveaux sont très voisins et où une théorie donnant leur ordre de succession n'aurait pas de sens. De plus, expérimentalement, on ne pourrait le vérifier, l'espacement des niveaux étant beaucoup plus faible que leur largeur ils ne peuvent donc être définis séparément. Dans cette optique, les différents auteurs ayant traité de ce problème ont cherché à obtenir à haute énergie une formule donnant l'évolution globale du nombre de niveaux plutôt que leur succession. Le choix du potentiel nucléaire adopté passe au second plan devant

le problème combinatoire posé. On suppose alors comme hypothèse de base que l'énergie d'excitation globale du noyau provient de l'addition des énergies des états de fermions ou que plus généralement une "constante du mouvement" du noyau, résulte de l'addition des valeurs élémentaires de cette grandeur pour chaque fermion.

B.1. a analyse statistique

Les différents auteurs [60-70] traitent ce problème de la façon suivante. Ils introduisent comme outil mathématique permettant de relier l'état global du noyau aux états individuels des fermions qui le composent, une fonction de partition généralisée Z plus ou moins complexe suivant que l'on s'intéresse à un plus ou moins grand nombre de constantes du mouvement du système. Dans le cas où la seule grandeur physique en plus du nombre de neutrons et de protons que l'on étudie est l'énergie, on écrira Z sous la forme :

$$Z(\alpha_n , \alpha_p , \beta) = \sum_{N=0}^{\infty} \sum_{Z=0}^{\infty} \sum_{E_i=0}^{\infty} \exp \left[\alpha_n N + \alpha_p Z - \beta E_i(N,Z) \right]$$

les sommations étant effectuées sur tous les noyaux réels ou imaginaires de N et Z variant de zéro à l'infini et pour un Z et N donné sur tous les niveaux d'énergie de ces noyaux.

On peut alors brutalement appliquer trois fois l'inversion de LAPLACE en utilisant la technique d'intégration de la "steepest descend" autour du point selle [71], on obtient :

$$\rho(E,N,Z) = \frac{\exp \left[\log Z(\alpha_{n_o} , \alpha_{p_o} , \beta_o) - \alpha_{n_o} N - \alpha_{p_o} Z + \beta_o E \right]}{(2\pi)^{3/2} \left[\text{dét. } A \right]^{1/2}} = \frac{\exp \left[S \right]}{(2\pi)^{3/2} (\text{dét. } A)^{1/2}}$$

S étant l'entropie du système : dét. A faisant intervenir les dérivés

secondes de Z par rapport à α_n , α_p , β .

On peut aussi, comme le font LECOUTEUR et LANG , appliquer pas à pas l'inversion de LAPLACE trois fois sur la fonction Z .

La connaissance de Z entraîne celle de ρ . Il suffit maintenant de relier Z aux états individuels des fermions. En introduisant alors la densité d'état de particules $g(\varepsilon)$ et en effectuant une analyse combinatoire de la fonction Z , on obtient la formule :

$$\text{Log } Z(\alpha_n, \alpha_p, \beta) = \int_0^\infty g_n(\mu_n + \varepsilon) + g_n(\mu_n - \varepsilon) \quad \log (1 + e^{-\beta\varepsilon}) \, d\varepsilon$$

$$+ \int_0^\infty g_p(\mu_p + \varepsilon) + g_p(\mu_p - \varepsilon) \quad (\log \quad 1 + e^{-\beta} \quad) \, d\varepsilon + \beta \int_0^{\mu_n} g_n(\varepsilon)(\mu_n - \varepsilon) \, d\varepsilon$$

$$+ \int_0^{\mu_p} g_p(\varepsilon)(\mu_p - \varepsilon) \, d\varepsilon$$

μ_n et μ_p étant les potentiels chimiques définis par $\mu_n = \frac{\alpha_n}{\beta}$ $\mu_p = \frac{\alpha_p}{\beta}$. A ce niveau, s'introduisent deux types d'approximation.

Approximation du calcul

On peut alors supposer, comme le fait BETHE , que g ne dépend pas de l'énergie, ou comme le font par exemple ERICSON, LE COUTEUR et LANG , développer $g(\varepsilon)$ autour de ε_o valeur de l'énergie de la mer de FERMI , ce qui revient au même car $g(\mu + \varepsilon) + g(\mu - \varepsilon) = 2\, g(\mu)$ au second ordre.

En portant alors la valeur de log Z dans l'équation donnant ρ et en intégrant pas à pas autour du point selle, on trouve alors :

$$\rho\,(U,N,Z) \;=\; \frac{1}{12}\,\left(\frac{6}{g}\right)^{1/4}\,(U+t)^{-5/4}\,\exp\left(\frac{2\pi^2}{6}\,g\,U\right)^{1/2}$$

U étant l'énergie d'excitation du noyau défini par :

$$U \;=\; \frac{\pi^2}{6}\,(g_n + g_p)\,t^2 \;-\; t$$

$g = 4\,g_n\,g_p$ et t est la température nucléaire définie par :

$$\frac{1}{t} \;=\; \frac{d}{dU}\,\log\rho\,(U,N,Z) \qquad \text{soit donc}$$

$$\frac{1}{t} \;=\; \frac{1}{T} \;-\; \frac{d}{dU}\,\left[(2\pi)^{3/2}\ \text{dét. A}\right]$$

La différence entre les températures nucléaire et thermodynamique provient du fait que l'intégration autour du point selle par la méthode de la steepest descend permet de faire intervenir dans le calcul non seulement l'état microscopique le plus probable comme en thermodynamique des grands systèmes, mais aussi les états voisins. On peut ainsi tenir compte du nombre fini de nucléons du système. Cette méthode de calcul est pour la même raison responsable du terme préexponentiel de $\rho\,(U,Z,N)$.

D'autres approximations peuvent conduire à des termes préexponentiels différents (BETHE [60], LECOUTEUR [67], LANG et LECOUTEUR [62]).

Approximation du modèle

Pour terminer le calcul, il reste à définir la fonction g. On peut remarquer tout d'abord que le noyau excité est très dégénéré. Pour les noyaux lourds par exemple, la mer de FERMI est située aux alentours de 30 MeV (24 MeV pour les protons et 32,7 MeV pour les neutrons dans

l'^{238}U) , alors que pour 100 MeV d'énergie d'excitation, la température nucléaire est inférieure à 3 MeV . Il n'est donc nécessaire d'exprimer avec précision la fonction $g(\varepsilon)$ que dans une petite région aux alentours de la mer de FERMI ε_o , les nombres d'occupation moyens n_s des niveaux nettement au-dessus de ε_o étant très faibles .

Un certain nombre de modèles ont été développés : modèle empirique à espacement constant de BETHE [60] , modèle du gaz de FERMI [62] , modèle à puits de potentiel carré avec interaction gaussienne entre nucléons, modèle à puits de potentiel à bord diffus conduisant à une fonction densité de niveau faisant apparaître un terme supplémentaire dans l'exponentielle [72] , enfin modèle semi-empirique introduit pour reproduire l'effet de couche [70] dans lequel on prend pour $g(\varepsilon)$ un terme constant ou lentement variable avec l'énergie et un terme à variations sinusoïdales. La diversité des formules pour $g(\varepsilon)$ qui traduit la méconnaissance profonde du potentiel nucléaire fait que ce paramètre demeure assez mal connu.

Dans le cas des noyaux lourds, on peut cependant en donner un ordre de grandeur en appliquant la formule de LECOUTEUR [62]

$$g_n(\varepsilon) = \frac{3A}{2\xi} \frac{n^{1/3}}{2\gamma_n} \qquad \text{avec} \qquad \varepsilon = \varepsilon_o$$

$$\xi = \frac{\hbar^2 k_o^2}{2M} \qquad k_o = \frac{1,52}{r_o} \qquad \gamma_n = 1 + \frac{1}{5} x_o^2 n^{2/3} \qquad n = \frac{2N}{A} \qquad x_o = a k_o$$

r_o étant le rayon nucléaire élémentaire, A le nombre de masse du noyau, M la masse du nucléon, a le paramètre d'interaction nucléon-nucléon du potentiel gaussien. En prenant $a = 1,90.10^{-13}$ cm $r_o = 1,47.10^{-13}$, on obtient $g_n(\varepsilon_o) = 4,57\ \text{MeV}^{-1}$, $g_p(\varepsilon_o) = 4,43\ \text{MeV}^{-1}$, ce qui conduit pour

U à la formule

$$U = \frac{A}{15,7} t^2 - t$$

B. 1. b effet pair-impair

Dans la formule de la densité de niveau apparaît dans une exponentielle l'énergie d'excitation du noyau considéré, et on doit donc porter son attention sur une détermination précise de cette grandeur.

Les expériences de NEWTON sur les espacements de niveaux conduisent HURWITZ et BETHE [74] à supposer que pour calculer la densité de niveau d'un noyau excité, l'énergie d'excitation ne doit pas être rapportée au niveau fondamental, mais à un niveau "caractéristique" distant du niveau fondamental d'une valeur δ , assimilée à l'énergie de pairing, dépendant de la parité du nombre de protons et de neutrons du noyau.

On peut alors prendre pour δ une valeur analytique du type $\delta = 22. A^{-1/2}$ pour les noyaux légers [75] ou $\delta = 0,036\ A^{-3/4}$ pour les noyaux lourds pair-pair [76] . On peut aussi, suivant en cela GREEN et EDWARDS [75] poser $\delta (N, Z) = \delta (Z) + \delta (N)$. CAMERON [77] donne alors une façon de calculer les valeurs de δ à partir d'une table de masse expérimentale [78] et d'une formule semi-empirique de masse. Les valeurs sont alors tabulées par CAMERON [79] pour Z variant de 10 à 130 , et N de 10 à 120 . Nous avons extrait de ce tableau les valeurs intervenant dans nos calculs, supposant que ces valeurs semi-expérimentales donneraient un meilleur résultat que des valeurs analytiques moyennées.

II. B. 2 Section efficace de la réaction inverse

Le problème revient à calculer la section efficace de capture de la particule émise par un noyau cible excité à l'énergie résiduelle.

On devra s'attacher à reproduire aussi fidèlement que possible les sections efficaces aux basses énergies car la forme du spectre en énergie des particules évaporées dépend fortement de ces valeurs. Un certain nombre d'auteurs [72,80] ont proposé de prendre des formules analytiques plus ou moins complexes pour traduire les faits expérimentaux et simplifier ainsi les calculs machine. Nous avons choisi d'utiliser les calculs du modèle optique qui rendent le mieux compte actuellement d'un bon nombre de résultats expérimentaux : section efficace, distribution angulaire, polarisation. Pour ceux-ci, nous sommes très redevables au Docteur RAYNAL du C.E.N. de Saclay qui a bien voulu effectuer sur son programme Magali les calculs dont nous avons eu besoin pour traiter notre problème. Nous rappellerons brièvement les formes des potentiels utilisés et les valeurs des paramètres introduits dans le calcul.

Comme hypothèse de base, on assimile la section efficace de formation du noyau composé à la section efficace de réaction, ce qui est réaliste pour des particules élémentaires ou pour des particules très liées comme les α étant donné le nombre de voies de sortie extrêmement grand du système. On résout alors dans le cas d'un potentiel central l'équation de SCHRÖDINGER à deux corps :

$$\left[- \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + V_1(r) + V_c(r) + V_2(r)\ \text{S. L.} \right] \psi = E\, \psi$$

en prenant pour $V_1(r)$ un potentiel contenant un terme d'absorption imaginaire $V_c(r)$ représente le potentiel coulombien et $V_2(r)$ S. L. le potentiel spin-orbite. La plupart des auteurs [81-83] ainsi que RAYNAL pour nos calculs ont pris pour les différents potentiels les formes suivantes :

$V_1(r) = V(r) + i\,W(r)$ avec pour $V_1(r)$ une forme de WOODS-SAXON

$$V_1(r) = V_o \left[1 + \exp \frac{(r-R_o)}{a} \right]^{-1}$$

pour $W(r)$ une forme gaussienne de BJORKLUND-FERNBACH traduisant le fait que l'absorption a lieu en surface

$$W(r) = W_o \left[\exp - \left((R-R_G)/BG \right)^2 \right]$$

pour $V_2(r)$ une forme de THOMAS dérivée de celle de WOODS-SAXON dans laquelle on annule le terme imaginaire

$$V_2(r) = k(V_{SO} + i W_{SO}) \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[\frac{-1}{1 + \exp (r-R_n)/a} \right]$$

Les potentiels nucléaires étant de faible portée, la méthode de calcul consiste à raccorder la valeur calculée par intégration numérique de la dérivée logarithmique de la fonction d'onde radiale à l'intérieur eu noyau, à sa forme asymptotique correspondant à une onde plane entrante distordue par un potentiel coulombien à laquelle on ajoute l'onde diffusée par ce potentiel. L'identification est effectuée pour une valeur de R où les potentiels nucléaires sont nuls.

Les paramètres V_o , W_o , V_{SO} , W_{SO} qui doivent représenter les profondeurs des différents potentiels devraient être des constantes. Cependant, on ne peut traduire convenablement les fonctions d'excitation expérimentales que si on suppose qu'ils sont fonction de l'énergie. Des études extensives sur la matière nucléaire ont conduit divers auteurs [84-86] à montrer que lorsqu'on calcule le potentiel optique par une sommation sur les potentiels à deux corps, celui-ci prend un caractère non local.

HODGSON [82] montre alors que pour résoudre l'équation de SCHRÖDINGER intégro-différentielle obtenue, on peut remplacer le potentiel non local $V_{N.L.}$ par un potentiel local calculé par :

$$V_L(r) = V_{N.L.}(r) \exp\left[-k\left(E - V_L(r)\right)\right]$$

formule dans laquelle E est l'énergie du système. Dans ces conditions, on conçoit que les paramètres du potentiel local puissent dépendre de l'énergie. Dans le tableau n° 8 , sont rassemblées les valeurs des paramètres des différents potentiels introduits dans Magali : les potentiels sont en MeV et les longueurs en fermi .

Les valeurs pour les protons et les neutrons ont été empruntées à MANI et al [87] , celles pour les particules α à HUIZENGA et al [88] . Les calculs ont été effectués à l'I. B. M. 7090 du C. E. N. de Saclay. Le programme Magali permet de sortir sur cartes les valeurs des $T_\ell^j(\varepsilon)$ que l'on condense en $\sigma(\varepsilon)$ en utilisant les formules classiques.

Nous avons limité les valeurs de ℓ à 24 au maximum ce qui est très suffisant car dans le cas extrême d'un α de 30 MeV interagissant avec un noyau d'uranium, la valeur du coefficient de pénétrabilité est de 10^{-4} fois plus faible que pour $\ell = 0$ et l'erreur est donc inférieure au 1 ‰ .

Les résultats de ce calcul ont été rentrés sur carte comme données de notre programme d'évaporation. Pour les neutrons, nous avons utilisé un tableau à deux entrées, avec un pas de 4 unités pour les masses 230 à 254 et pour les énergies un pas de 0,5 MeV de 0 à 20 MeV . Pour les protons et les α , nous avons utilisé un tableau à trois entrées, avec un pas de 2 unités pour les charges, de 4 unités pour les masses et de 0,5 MeV pour les énergies. Pour obtenir la section efficace de capture pour un noyau cible et une énergie donnée, on interpole d'abord sur les masses puis sur les

	neutron	proton	alpha
V_o	$49,66 - 0,424\ E - 0,0042\ E^2$	id	50
R_o	$1,25.A^{1/3}$	id	$1,455.A^{1/3}$
a	0,65	id	0,576
W_o	$1,5 + 4,35 \log E$	id	0
R_G	$1,25.A^{1/3}$	id	
B_G	0,95	1,20	
V_{S0}	$12 - 1,79 \log E$	id	0
W_{S0}	0	0	0
R_C	0	$1,25.A^{1/3}$	$1,17.A^{1/3}$

Tableau n° 8 - Paramètres du potentiel optique

charges si besoin est. Avec une maille de cette dimension les tests effectués préalablement avec les données de MANI [87] montrent que l'incertitude sur les sections efficaces est inférieure à 1 %. Ceci permet de limiter en mémoire centrale la place de ces trois tableaux.

II. C LE PROCESSUS DE FISSION

La fission apparaît dans nos expériences, comme un phénomène à double faces. Elle aide d'une part considérablement les études de transfert. Beaucoup de cascades nucléaires provenant des noyaux composés et pouvant interférer avec les cascades issues des transferts seront éliminées par la compétition de la fission à chaque étape de l'évaporation. On est donc dans une situation favorable du point de vue radiochimique, car, de ce fait, les sections efficaces des isotopes formées entre le numéro atomique de la cible et du noyau composé sont en majeure partie dues à des transferts, et ceci d'autant plus sûrement que l'on étudiera des éléments plus voisins de la cible. Toutefois, si on étudie des noyaux résiduels provenant de l'émission d'un nombre important de neutrons à partir d'un noyau de fusion partielle donné, la fission pourra alors être un phénomène concurrent très gênant.

Le choix du thorium comme cible entre tout à fait dans cette perspective. Pour les isotopes voisins du Th naturel , les barrières de fission E_f sont souvent en effet légèrement supérieures à l'énergie de séparation du dernier neutron, tandis que pour les éléments plus lourds comme l'Am et le Cm , les énergies sont pour beaucoup d'isotopes en-dessous de l'énergie de liaison B_n du dernier neutron. Or, la différence E_f-B_n est un paramètre extrêmement critique de la fin d'une cascade de désexcitation.

En se reportant aux courbes théoriques de HUIZENGA et VANDENBOSCH [89], on peut voir qu'à quelques MeV au-dessus de l'énergie de liaison du dernier neutron, une variation du paramètre E_f-B_n de +1 MeV à -1MeV entraîne une variation de 50 à 0,8 du rapport Γ_n/Γ_f de largeurs d'émission de neutrons et de fission. Cette variation est donc très favorable à l'étude des transferts par voie radiochimique. Nous allons d'abord rappeler le cadre théorique de cette étude, puis nous insisterons ensuite sur la détermination des énergies de fission et sur le paramètre mo-

ment angulaire dans la fission.

En traitant le problème statistique dans le cadre des ensembles microcanoniques de GIBBS , BOHR et WHEELER [90] ont montré que la largeur de fission pouvait se mettre sous la forme :

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\ \omega_A(E')} \int_0^{E-E'_f} \omega^*(E-E'_f-\varepsilon)\, d\varepsilon$$

$\omega_A(E')$ est la densité de niveau du noyau composé excité à l'équilibre , $\omega(E-E'_f-\varepsilon)$ est la densité de niveau du noyau composé lorsqu'il atteint la déformation du point selle $E' = E - \delta_C - \delta_p$ est l'énergie d'excitation du noyau composé δ_C et δ_p représentant les corrections dues à l'effet de couche et à l'effet de pairing. E'_f barrière effective de fission est égale à $E'_f = E_f + \delta^f_C + \delta^f_p$ E_f étant l'énergie de fission calculée par le modèle de la goutte liquide , δ^f_C et δ^f_p les corrections à apporter au niveau du point selle. En général, d'ailleurs $\delta^f_p > \delta_p$, ce qui entraîne pour les énergies de fission une valeur plus élevée pour les isotopes impairs que pour les isotopes pairs. ε est la somme des énergies cinétiques des deux fragments au point selle. Si on suppose pour simplifier que $\omega(E)$ se met sous la forme : $\omega(E) = C_{exp}(2\sqrt{a_f E})$

On trouve alors :

$$\Gamma_f = \frac{1}{\omega_A(E)} \cdot \frac{C}{2\pi a_f} \cdot e^{2\sqrt{a_f(E-E'_f)}} (\sqrt{a_f(E-E'_f)} - 1)$$

Il resterait dans cette formule à exprimer $\omega_A(E)$. On peut s'en dispenser en calculant le rapport Γ_f/Γ_n , $\omega_A(E)$ apparaissant au dénominateur des deux largeurs partielles. On calcule Γ_n , largeur partielle d'émission de neutron par la relation :

$$\Gamma_n = \hbar \int_o^{E-B'_n} W_n(\varepsilon)\, d\varepsilon = \frac{\hbar}{\omega_A(E)} \int_o^{E-B'_n} \sigma\,(E_A, C)\, \frac{g.m.\varepsilon}{\pi^2\,\hbar^3}\, \omega_B(E_B)\, d\varepsilon$$

En intégrant celle-ci, on trouve pour le rapport des largeurs partielles de fission et d'émission de neutrons :

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{a_n}{a_f}\, \frac{\hbar^2}{A^{2/3}\, g.m.\, r_o^{\,2}\, (E-B'_n)} \left[2\sqrt{a_f(E-E'_f)} - 1 \right] \cdot \left[e^{2\sqrt{a_f(E-E'_f)} - 2\sqrt{a_n(E-B'_n)}} \right]$$

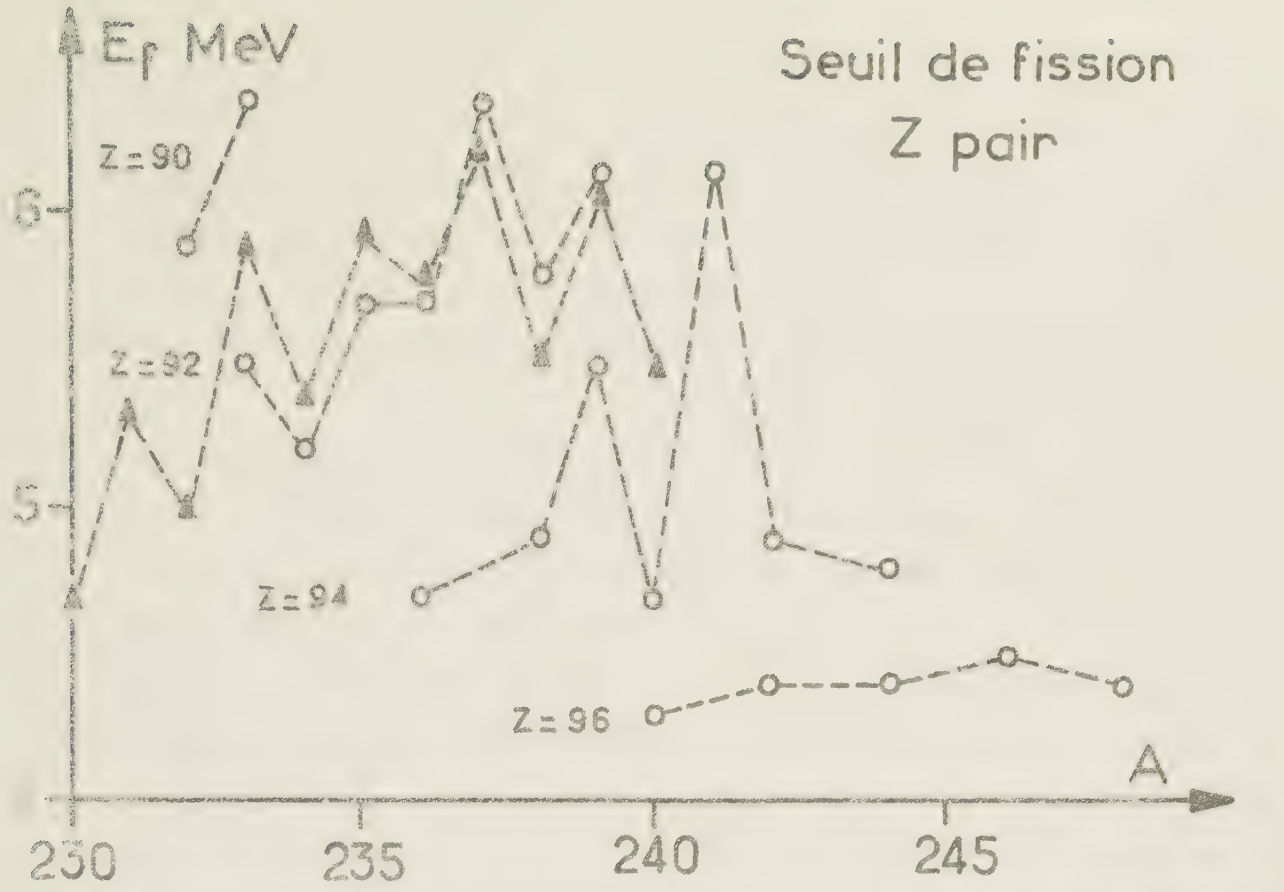
Dans cette formule apparaît un paramètre important : l'énergie seuil de fission.

La notion de seuil de fission est déjà en soi difficile à définir. Dans le cadre du modèle de la goutte liquide, si on rapporte l'énergie de déformation aux deux premiers paramètres du développement de la surface du noyau en polynômes de LEGENDRE , on peut tracer les courbes de niveaux reliant les points de même énergie de déformation. Ces courbes présentent un ou plusieurs points selle. On définit l'énergie de fission comme l'énergie la plus faible de ces différents points permettant le passage à des valeurs plus élevées de la déformation et conduisant donc à la fission. Dans ces conditions, les énergies de fission seraient au moins théoriquement bien définies. Cependant, à des énergies d'excitation voisines de la barrière de fission, on devrait tenir compte de la pénétrabilité de la barrière coulombienne. HILL et WHEELER ont montré que, au point selle, on peut assimiler la forme de la barrière de fission à une parabole, et, en tenant compte de la pénétrabilité de ce type de barrière, écrire : [92]

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\,\omega_A(E)} \int_o^{E} \omega\,(E-E'_f-\varepsilon)\, \frac{1}{1+\exp\left[-\dfrac{2\,(E-E'_f-\varepsilon)}{\hbar\omega}\right]}\, d\varepsilon$$

Cette façon de traiter le problème va conduire à une modification du rapport Γ_f/Γ_n au voisinage de la barrière sans résoudre la difficulté de définir celle-ci. Ce phénomène de pénétrabilité peut fausser les calculs théoriques où n'intervient pas le temps du type SWIATECKI [93]. On pourra en effet observer la fission en-dessous de la barrière jusqu'à une énergie pour laquelle le temps de fission est comparable au temps de transition ; c'est-à-dire vers 10^{-14} seconde. L'énergie d'activation E_A représentant la valeur minimum de l'énergie d'excitation nécessaire à la fission sera alors moins élevée que la barrière de fission E_f. SEABORG et VANDENBOSCH [94] montrent alors qu'en appliquant la formule de FRAENCKEL et METROPOLIS [95] liant la période et le seuil de fission, on obtient une énergie d'activation en général de l'ordre de 0,9 MeV inférieure à la barrière de fission. Cette compétition entre l'émission γ et la fission n'a lieu que lorsque l'énergie de séparation du dernier neutron est supérieure à l'énergie de fission.

Ces considérations et le fait que les barrières de fission calculées ne sont, comme le rappelle SWIATECKI, "que de petites différences entre de grandes quantités" conduisent à des valeurs théoriques trop différentes des valeurs expérimentales pour qu'on puisse les utiliser dans le calcul. Une table récente des énergies de fission a été établie par VIOLA et al [98]. Leurs calculs mettent bien en évidence l'effet de pairing, qui, pour des noyaux de Z donné, augmente l'énergie de fission des isotopes à nombres impairs de nucléons. Sur la figure 28, nous avons porté les points expérimentaux connus (o) et les valeurs semi-empiriques (+) pour Z = 92, 93 et 97. Les valeurs calculées sont fréquemment plus élevées que les valeurs expérimentales. Ceci peut provenir du fait que certaines valeurs expérimentales sont prises pour une section efficace égale au dixième de la valeur maximum et que les calculs ont été effectués pour des sections efficaces prises à la moitié de la valeur maximum.


E_f MeV
Seuil de fission
Z pair
Z=90
Z=92
Z=94
Z=96
6
5
A
230
235
240
245

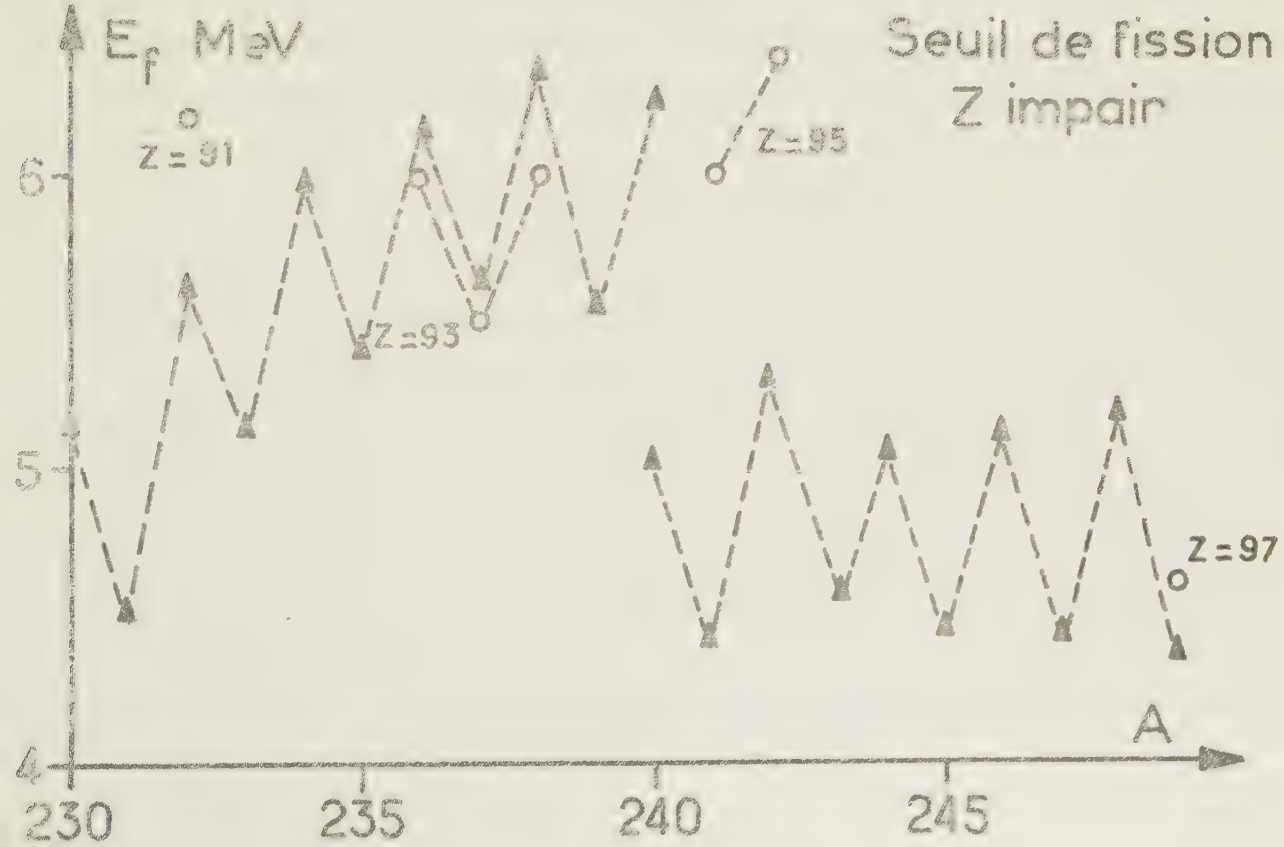

E_f MeV
Seuil de fission
Z impair
Z=91
Z=93
Z=95
Z=97
6
5
4
A
230
235
240
245

fig: 28.

Il en résulte que même pour les valeurs connues sur lesquelles a été construite la formule semi-empirique, les écarts peuvent atteindre plusieurs centaines de keV . On doit s'attendre, a priori, à des écarts plus grands pour des valeurs extrapolées et donc, ces données ne constituent actuellement que la meilleure approximation disponible.

Dans la formule utilisée, nous avons ignoré les effets des moments angulaires élevés apportés par l'ion incident. Cependant, PLASIL et PICK-PICHAK [99] ont montré théoriquement que si on tient compte des énergies de rotation, les barrières de fission sont abaissées et donc la probabilité de fission augmentée. Ce résultat a été mis expérimentalement en évidence en outre par GILMORE et al [100] qui ont montré que pour des noyaux composés de moment angulaire élevé comme du ^{197}Tl obtenu par réaction ^{16}O + ^{181}Ta ou ^{12}C + ^{185}Re pour une même énergie d'excitation, les noyaux fissionnant le plus sont ceux ayant un plus fort moment angulaire. D'autre part, le déplacement des fonctions d'excitation expérimentales vers les hautes énergies semblent être moins importants pour des noyaux lourds que pour des noyaux plus légers en liaison avec une plus grande probabilité de fission.

Cependant, plusieurs raisons nous ont conduits à ne pas introduire ce paramètre dans le calcul. D'une part, les ions utilisés sont relativement légers et les énergies de rotation ne sont pas très élevées ; d'autre part, la situation théorique n'est que très incertaine. Les calculs des énergies de PICK-PICHAK et de HISKES conduisant à la détermination de l'énergie de fission d'un noyau en rotation sont comme dans la théorie de SWIATECKI connus qu'avec une très forte imprécision. Les valeurs des paramètres à introduire dans une formule tenant compte de cet effet, sont donc mal définies.

En tout état de cause, les formes des fonctions d'excita-

tion ne peuvent être très sensibles à ce genre de paramètre. En effet, avec les ions lourds, les fonctions d'excitation par noyau composé qui peuvent atteindre une largeur de 20 à 30 MeV correspondent, pour des cibles sur lesquelles la fission est possible, à l'émission d'au moins 3 ou 4 neutrons. Les chaînes d'évaporation partent donc d'un noyau très excité, et les variations des énergies de rotation d'une extrêmité à l'autre d'une courbe ne sont qu'assez faibles. La forme de la courbe quoique élargie, ne sera guère influencée quant à la fission par la rotation des noyaux excités. La valeur absolue peut, par contre, être fortement modifiée. Cependant, comme les seuils de fission des isotopes de fin de cascade, très déficients en neutrons, sont mal connus, il semble que l'introduction de formule plus complexe ne donnerait pas, vu l'imprécision des paramètres, de meilleurs résultats.

II. D METHODE DE CALCUL : COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE

Connaissant les paramètres de chaque étape de l'évaporation, nous allons exposer maintenant la conduite du calcul numérique.

On peut remarquer tout d'abord que suivre analytiquement la désexcitation d'un noyau défini par A , Z , E , c'est-à-dire calculer toutes les probabilités de formation de tous les isotopes de spallation est extrêmement long. Même si on part d'un noyau composé dont la masse, la charge et l'énergie sont bien spécifiés, dès la première étape de l'évaporation, les voies de désexcitation sont très nombreuses correspondant à des variations sur A , sur Z et sur l'énergie résiduelle. On devrait donc, partant d'un noyau A , Z , E calculer dans une première étape toutes les probabilités d'obtenir les noyaux (A' Z' E'). Dans une deuxième étape, reprendre tous les noyaux (A' , Z' , E') et effectuer pour chacun d'eux le même calcul que précédemment, et ainsi de suite jusqu'à désexcitation complète de toutes les voies suivies. Ce procédé dit "analytique" a été testé avec succès par GATTY [101] à Orsay sur une

UNIVAC 1108 lors de l'étude des particules légères émises par les noyaux composés formés avec des ions lourds. La rapidité des ordinateurs de la troisième génération permet de tels calculs.

Dans notre cas, nous n'avons pas utilisé la méthode analytique pour deux raisons. Tout d'abord, nos expériences sont relatives à l'étude des fonctions d'excitation des noyaux résiduels. Pour faire un calcul complet, il faut donc faire varier l'énergie de l'ion incident et le temps de calcul sera multiplié d'un facteur égal au nombre de points déterminés, donc de l'ordre de 10 . Dans cette optique, nous n'avons supposé l'évaporation que des neutrons, protons, particules α dont les probabilités d'évaporation sont nettement plus grandes que pour les autres particules. D'autre part, la méthode analytique demande une machine possédant une mémoire centrale de grande capacité pour stocker des tableaux à trois entrées avec un pas sur l'énergie suffisamment faible. La capacité de l'I. B. M. 360-44 de la Faculté des Sciences de Bordeaux possédant 65 000 octets était insuffisante pour contenir tout le problème. Il nous a paru plus important de conserver une bonne précision aux données d'entrée essentiellement aux résultats du potentiel optique pour les sections efficaces de la réaction inverse et d'utiliser une méthode d'échantillonnage dite méthode de "Monte-Carlo" . Enfin, nous n'avons pas introduit le paramètre moment angulaire du noyau excité qui, comme nous le montrerons plus loin, n'intervient que peu dans nos expériences.

II. D. 1 Méthode de Monte-Carlo

Le calcul élémentaire consiste dans cette méthode à suivre jusqu'à son terme la chaîne de désexcitation d'un noyau de départ donné. A partir d'un noyau excité donné, on fait tout d'abord un choix permettant de fixer la nature de l'étape de désexcitation : fission ou évaporation de particules. Dans ce dernier cas, un deuxième choix permet de définir l'énergie de la particule émise. On calcule alors les caractéristiques du noyau résiduel

excité, et on recommence sur ce dernier noyau le calcul précédent jusqu'à ce que l'énergie d'excitation du noyau résiduel final soit suffisamment faible pour qu'il ne puisse subir aucune modification de ses nombres de charge et de masse. Ce calcul est alors repris pour un grand nombre de noyaux de départ. On atteint ainsi les probabilités d'obtention de tous les noyaux résiduels à partir d'un noyau initial donné. Pour obtenir les sections efficaces absolues, il suffira alors de multiplier ces probabilités par les sections efficaces de formation du noyau excité de départ. Deux problèmes sont alors soulevés ; la façon d'effectuer à chaque étape le choix de la particule et de l'énergie, le nombre de cascades à suivre afin d'obtenir une précision suffisante sur les résultats.

Le choix de la particule évaporée ou de la fission est effectuée de la façon suivante. On calcule pour chaque processus les largeurs partielles et les probabilités partielles absolues de désexcitation. On affecte alors à chaque processus un certain chiffre (1 pour les neutrons , 2 pour la fission , 3 pour les protons , 4 pour les α dans notre programme) . On choisit alors un nombre au hasard (entre 1 et 4) qui définit la particule éventuellement évaporée ou la fission. On choisit ensuite un nouveau nombre au hasard compris entre 0 et 1 , et on le compare à la probabilité partielle Γ_i du processus défini par le premier choix. Si ce nombre est supérieur à Γ_i , on recommence le calcul complet. S'il lui est inférieur, le processus de désexcitation défini par le premier nombre au hasard est poursuivi. De cette façon, on pondère chaque processus de désexcitation par sa largeur partielle.

Une fois défini la particule évaporée, on doit déterminer son énergie. Le calcul des largeurs partielles absolues effectuées précédemment a nécessité la détermination des probabilités relatives de désexcitation d'une particule i en fonction de l'énergie : $P_i(\varepsilon)$. On choisit alors un nombre

au hasard entre 0 et 1 . On intègre ensuite la fonction $P_i(\varepsilon)/\Gamma_i$ et on compare à chaque étape de l'intégration numérique l'intégrale obtenue au nombre au hasard choisi n_H . On arrête l'intégration dès que la valeur de celle-ci dépasse n_H . L'énergie emportée sera celle qui correspond à la dernière étape de l'intégration. On a ainsi pondéré le choix d'une énergie donnée par la probabilité de désexcitation à cette énergie.

Le calcul de la précision des résultats est pratiquement impossible à faire. D'une façon générale, on obtiendra d'autant plus rapidement une bonne représentation d'une fonction dans la mesure où celle-ci ne présente pas d'extrémums ou trop étroits ou trop faibles. Une étude préalable a montré qu'il suffisait d'environ 200 cascades pour reproduire convenablement la fonction $P(\varepsilon)$. Comme de plus chaque désexcitation complète comporte le calcul de plusieurs énergies de particules et que ces déterminations sont indépendantes, ce nombre sera donc suffisant pour traiter convenablement la partie énergétique du problème. Un test a été réalisé dans ces conditions en changeant la série de nombres au hasard utilisée. L'incertitude n'excède pas 10 % . En ce qui concerne le choix de la nature de la particule évaporée, la question est plus délicate. Certaines fonctions d'excitation expérimentales ont leur maximum vers 10^{-2} mb , donc, à cette énergie, la probabilité d'obtenir un processus de ce type est de l'ordre de 10^{-5}. Le calcul de Monte-Carlo pur ne pourra donc pas conduire avec un nombre raisonnable de cascades à ce genre de détermination. Nous avons donc été amenés à effectuer un calcul semi-analytique qui tout en ne prenant que peu de place en mémoire permet de tester des phénomènes aussi rares. Nous allons maintenant décrire l'organigramme du calcul de Monte-Carlo. Le calcul semi-analytique et la comparaison entre les résultats calculés et les résultats de nos expériences seront exposés ensuite.

D.1. a organigramme du calcul de Monte-Carlo

Sur la figure 29 est représenté l'organigramme du calcul de Monte-Carlo. On commence par rentrer en mémoire les caractéristiques de tous les noyaux susceptibles d'intervenir comme chaînon d'une cascade : excès de masse, énergie de pairing, énergie de fission, les caractéristiques des particules évaporées, puis la table des sections efficaces des réactions inverses. On entre ensuite un certain nombre de données auxiliaires, nombre de cascades (n) , paramètres de la"fonction hasard" valeur de la densité de niveau. On lit ensuite les données définissant la particule incidente et la cible. Après quelques calculs intermédiaires, on entre dans une série d'aiguillage permettant de réduire le temps de calcul. On définit pour cela 4 valeurs logiques $L_i, i = 1,4$ prenant la valeur vraie si la $i^{ème}$ voie de désexcitation est ouverte et faux dans le cas contraire. Ces aiguillages ont pour but de n'effectuer l'intégration numérique des probabilités d'évaporation en fonction de l'énergie que pour des particules susceptibles d'être émises. On choisit ensuite la nature et l'énergie de la particule évaporée, puis on redétermine les paramètres du noyau résiduel que l'on réinjecte au départ de la série d'aiguillage. On sort de cette boucle, soit par le processus de fission à chaque étape de la désexcitation, soit lorsque toutes les logiques ont la valeur "faux" ; le noyau est alors stable par rapport aux processus de désexcitation envisagés. On stocke alors en mémoire les valeurs de A et Z obtenu. Dans les deux cas, la cascade étant terminée, on vérifie si on a effectué le nombre de tests voulus. Si ce nombre n'est pas atteint, on reprend un noyau de départ et on recommence le processus. On fait ensuite varier l'énergie de départ, et on recommence à calculer un nombre n de cascades avec cette nouvelle énergie et ceci jusqu'à une énergie minimum pour laquelle un décrochement permet de lire d'autres valeurs définissant la cible et la particule incidente.

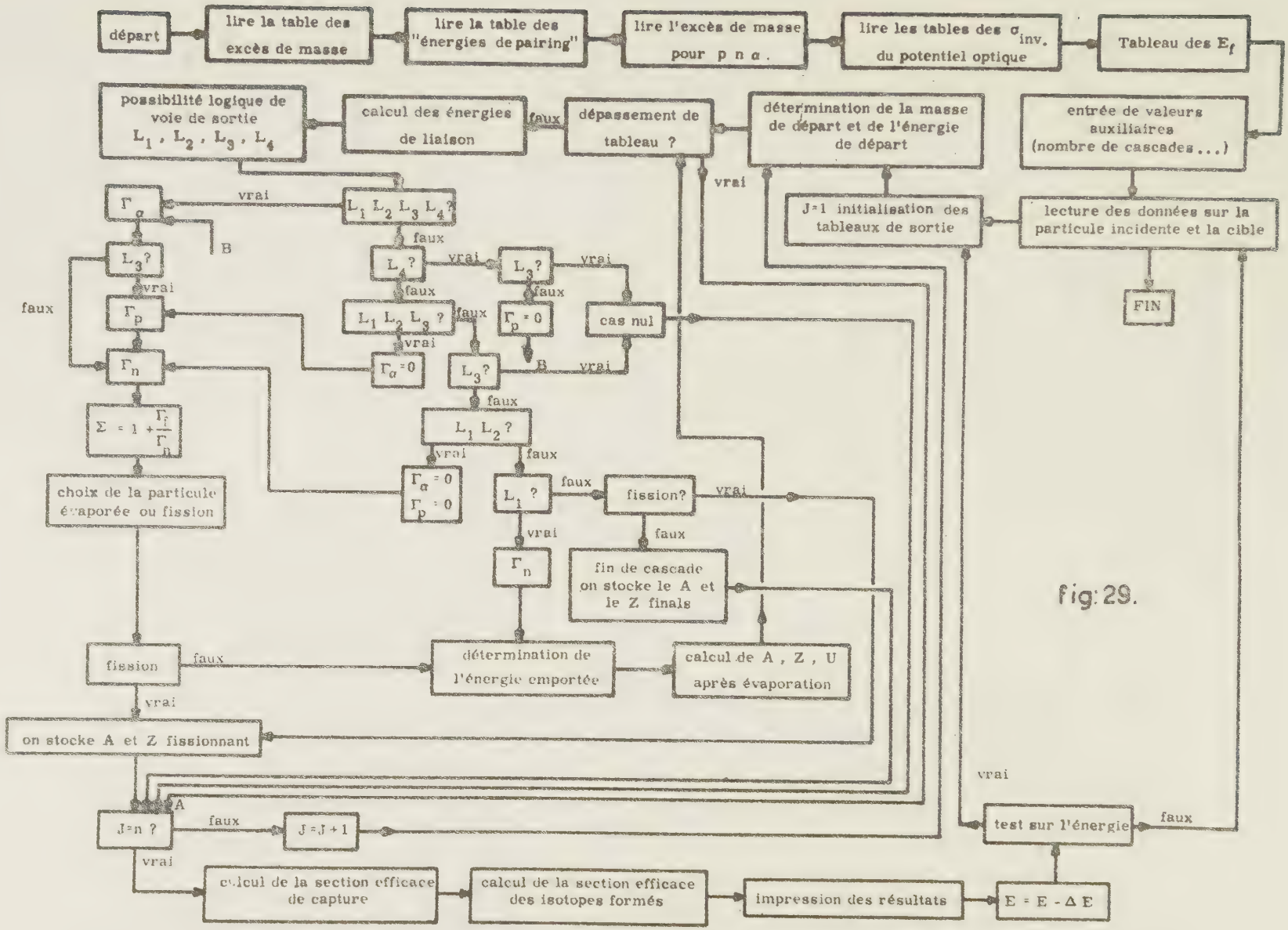

départ
lire la table des excès de masse
lire la table des "énergies de pairing"
lire l'excès de masse pour p n α .
lire les tables des $\sigma_{inv.}$ du potentiel optique
Tableau des E_f
possibilité logique de voie de sortie L_1 , L_2 , L_3 , L_4
calcul des énergies de liaison
faux
dépassement de tableau ?
détermination de la masse de départ et de l'énergie de départ
entrée de valeurs auxiliaires (nombre de cascades ...)
vrai
J=1 initialisation des tableaux de sortie
lecture des données sur la particule incidente et la cible
FIN
Γ_α
vrai
$L_i\ L_2\ L_3\ L_4$?
faux
B
L_3 ?
vrai
faux
Γ_p
Γ_n
L_4 ?
vrai
faux
$L_1\ L_2\ L_3$?
faux
vrai
$\Gamma_\alpha = 0$
L_3 ?
L_3 ?
vrai
faux
$\Gamma_p = 0$
cas nul
B
vrai
$\Sigma = 1 + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$
choix de la particule évaporée ou fission
$L_1\ L_2$?
vrai
faux
$\Gamma_\alpha = 0$
$\Gamma_p = 0$
L_i ?
faux
fission?
vrai
vrai
faux
Γ_n
fin de cascade on stocke le A et le Z finals
fission
faux
détermination de l'énergie emportée
calcul de A , Z , U après évaporation
vrai
on stocke A et Z fissionnant
A
J=n ?
faux
J = J + 1
vrai
calcul de la section efficace de capture
calcul de la section efficace des isotopes formés
impression des résultats
E = E - Δ E
vrai
test sur l'énergie
faux

fig: 29.

D. 1. b choix des paramètres

Nous avons testé les différents paramètres du calcul sur les courbes expérimentales de l'interaction ^{232}Th + d ; courbes que nous utiliserons par la suite pour l'étude des réactions de transfert.

Sur la figure 30 , nous avons porté les fonctions d'excitation des isotopes 230 et 232 du Pa en fonction du paramètre de densité de niveau. On peut voir que les variations sont plus importantes pour le ^{230}Pa que pour le ^{232}Pa , en liaison avec la longueur de la chaîne de désexcitation. D'autre part, les énergies de fission de VIOLA ne conviennent pas pour reproduire simultanément les maximums des deux courbes expérimentales (Fig. 31 a : ^{232}Pa - 150 mb , ^{230}Pa - 400 mb). En particulier, pour le ^{232}Pa VIOLA donne une valeur de 6,53 MeV pour l'énergie de fission alors que la valeur expérimentale est de 6,18 MeV . Or, on peut voir sur la figure 30 c que la valeur maximum de la fonction d'excitation du ^{230}Pa diminue de 36 % lorsqu'on diminue les énergies de fission du ^{231}Pa et du ^{233}Pa de 180 keV donc de 3 % .

La densité de niveau du noyau excité au point selle a_f est aussi un paramètre très important du calcul . NICHOLSON [102] a montré que l'on ne peut reproduire théoriquement à la fois la forme et la valeur absolue de la fonction $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ pour les interactions ^{4}He sur Bi , Pb , Tl , Au si on ne fait varier que le paramètre énergie de fission en conservant la relation $a_f = a_n$. HUIZENGA et al [103] montrent alors que par exemple pour l'interaction ^{4}He + Bi la courbe expérimentale peut être reproduite parfaitement avec les deux ensembles de paramètres suivants : (Tableau n° 9)

Dans tous les cas, l'accord ne peut se faire que si $a_f \geq a_n$. Sur la courbe 30 b , on a porté les fonctions d'excitation théoriques pour trois valeurs du rapport a_f/a_n . On peut voir qu'une variation de 10 %

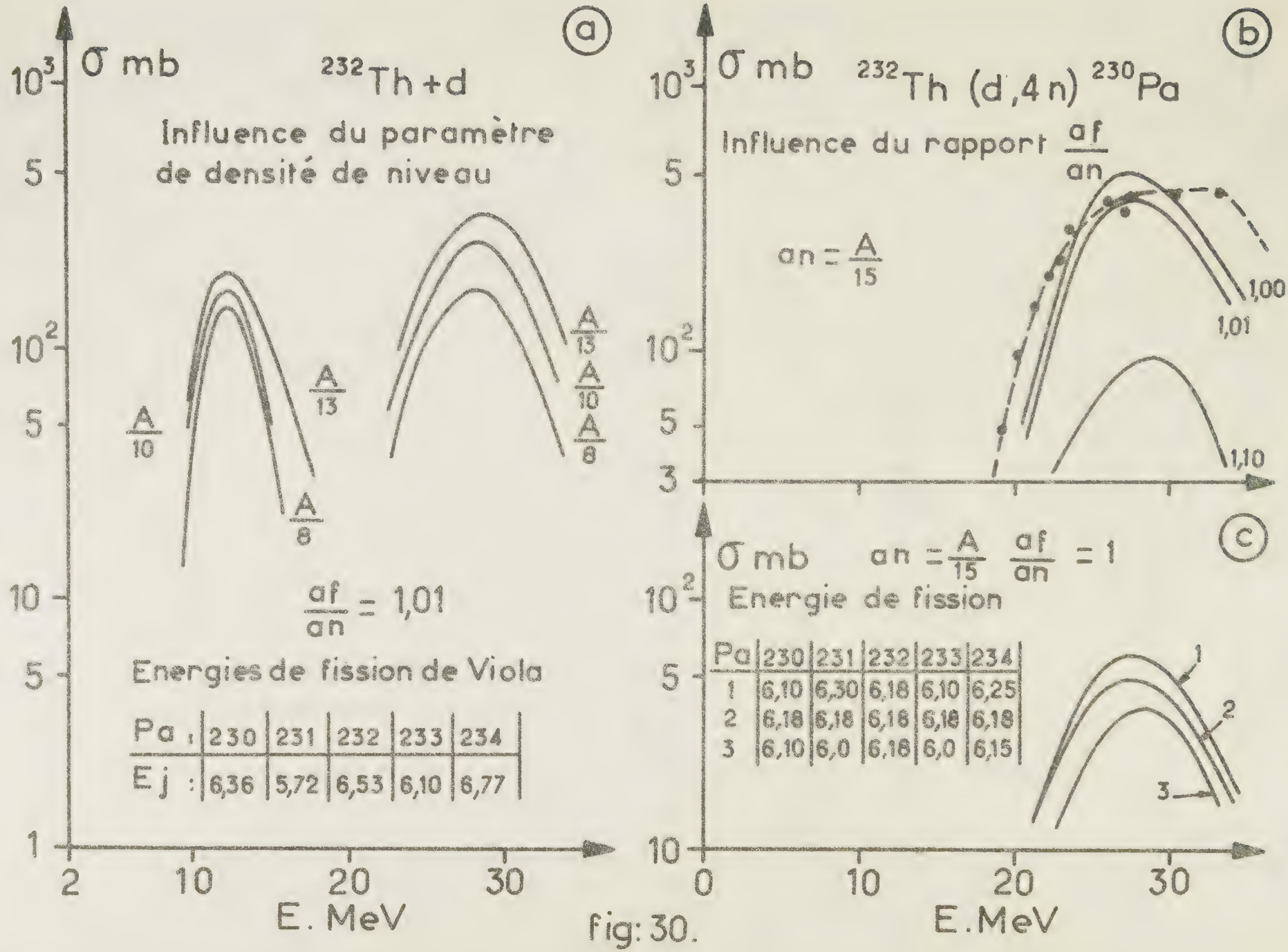

(a)
σ mb
^{232}Th + d
Influence du paramètre de densité de niveau
A/10
A/13
A/8
A/13
A/10
A/8
af/an = 1,01
Energies de fission de Viola
Pa | 230 | 231 | 232 | 233 | 234
Ej : | 6,36 | 5,72 | 6,53 | 6,10 | 6,77
E. MeV
(b)
σ mb
^{232}Th (d, 4n) ^{230}Pa
Influence du rapport af/an
an = A/15
1,00
1,01
1,10
(c)
σ mb
an = A/15 af/an = 1
Energie de fission
Pa | 230 | 231 | 232 | 233 | 234
1 | 6,10 | 6,30 | 6,18 | 6,10 | 6,25
2 | 6,18 | 6,18 | 6,18 | 6,18 | 6,18
3 | 6,10 | 6,0 | 6,18 | 6,0 | 6,15
1
2
3
E.MeV

fig: 30.

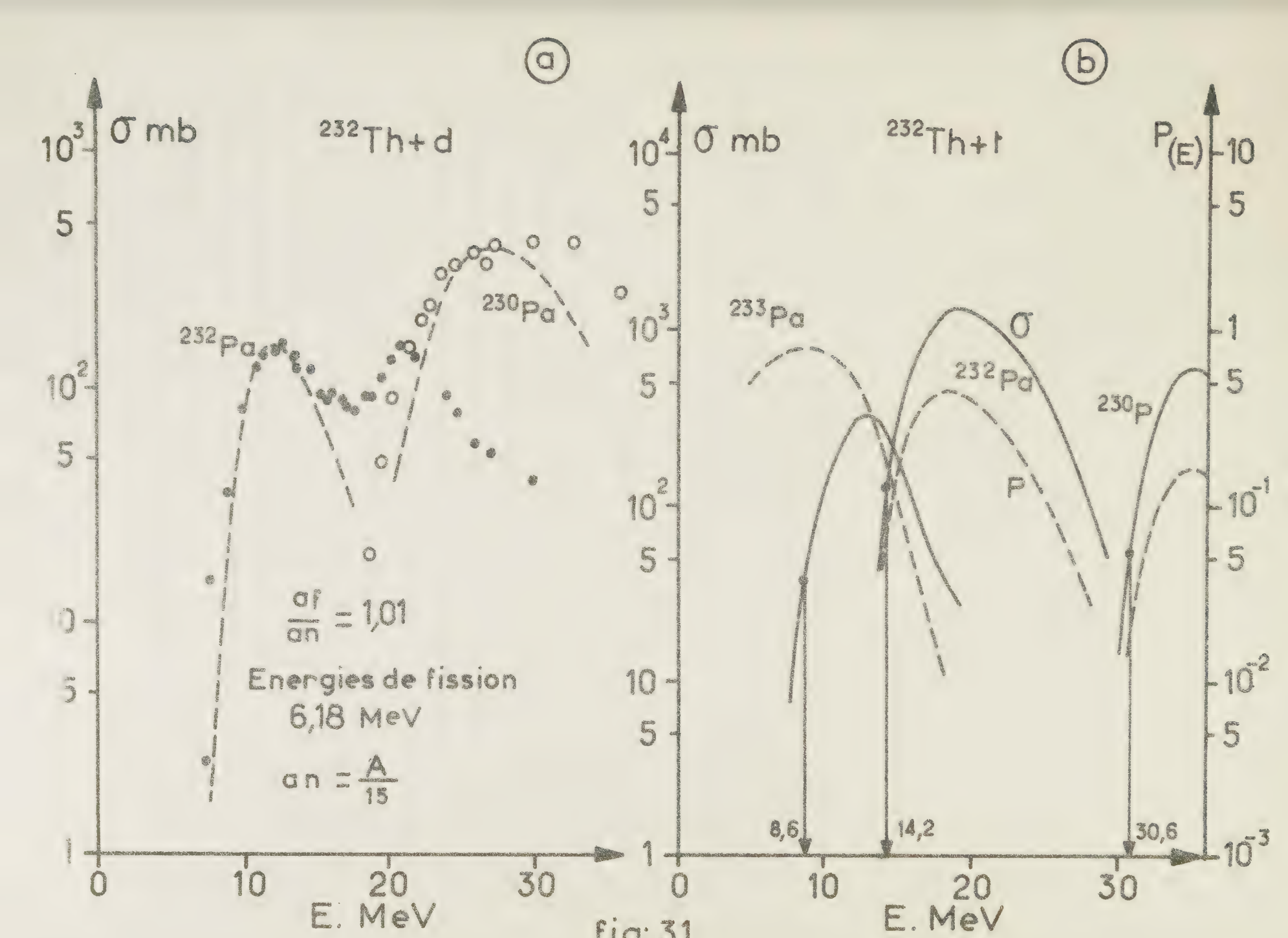

a
σ mb
232Th+d
232Pa
230Pa
af/an = 1,01
Energies de fission
6,18 MeV
an = A/15
E. MeV
b
σ mb
232Th+t
P(E)
233Pa
σ
232Pa
230P
P
8,6
14,2
30,6
E. MeV

fig: 31.

a_n	a_f	E_f
5,3	8,07	18,1
20,0	26,52	14,9

Tableau n° 9

de ce rapport entraîne une diminution du maximum de la courbe d'environ un facteur 7 . Pour des noyaux aussi lourds que les Pa , on ne peut donc pas prendre pour le rapport a_f/a_n une valeur aussi élevée que dans le cas du Bi .

Finalement, sur la figure 31 a , on a porté les résultats théoriques et les points expérimentaux pour l'ensemble des paramètres suivants : $\frac{a_f}{a_n} = 1,01$, énergies de fission égales à 6,18 MeV pour tous les noyaux , $a_n = \frac{A}{15}$. On ne doit considérer cet ensemble de valeurs que comme une solution possible conduisant à un accord théorie-expérience. D'autre part, les courbes expérimentales montrent qu'un phénomène de stripping prolonge les fonctions d'excitation vers les hautes énergies. En conclusion, on peut dire que les valeurs absolues des courbes expérimentales dépendent fortement de trois paramètres : densité de niveau du noyau excité, densité de niveau du noyau au point selle, énergie de fission . Cependant, on peut remarquer sur toutes ces courbes que la position en énergie n'est que peu affectée par la variation de ces différents paramètres. Ceci est un point important que nous utiliserons dans le chapitre suivant sur les interactions par ions lourds. Nous avons enfin tracé sur la figure 31 b les probabilités d'évaporation et les fonctions d'excitation théoriques des isotopes ^{233}Pa , ^{232}Pa , ^{230}Pa issues de l'interaction $^{232}Th + t$ dont nous aurons besoin dans l'étude des interactions de trans-

fert. Ces courbes ont été tracées en prenant pour section efficace de la formation du noyau composé $\sigma_t = 3\,\sigma_p$, 3 fois la valeur de la section efficace de l'interaction avec des protons calculée par le programme Magali .

II. D. 2 Méthode semi-analytique

Comme il a été dit précédemment, les calculs de Monte-Carlo ne pourraient pas donner de résultats significatifs dans le cas où la probabilité du processus que l'on veut suivre est trop faible. Le procédé que nous allons décrire maintenant permet d'augmenter considérablement le nombre de chaînes conduisant aux isotopes que l'on veut étudier et de ne suivre que celles qui peuvent y conduire. L'organigramme du calcul de Monte-Carlo est ainsi modifié. Après avoir exécuté les différents aiguillages permettant de ne calculer que les largeurs des processus de désexcitation ouverts à l'énergie considérée, on arrive dans une nouvelle série de décrochements logiques permettant d'imposer le choix de la particule à évaporer. En contrepartie, on affecte à cette étape de la chaîne un paramètre de probabilité égal à la largeur partielle absolue à l'énergie considérée de l'émission de la particule envisagée. On obtient alors la probabilité totale d'une chaîne donnée en multipliant les probabilités de chacune de ses étapes de désexcitation. La fission n'apparaît plus à ce moment-là comme un processus interrompant les chaînes de spallation, mais comme un paramètre diminuant considérablement les probabilités de chaque étape de désexcitation par spallation.

Supposons par exemple que l'on veuille étudier le ^{242}Cm formé par interaction $^{11}B + ^{238}U$. Le noyau composé est ^{249}Bk . Il suffira de suivre les chaînes comportant l'émission d'un proton pour pouvoir obtenir les sections efficaces de formation du ^{242}Cm . On imposera donc aux N premières chaînes de commencer par l'émission d'un proton, aux N suivantes de commencer par la séquence n-p , puis par la séquence 2n-p et ainsi de

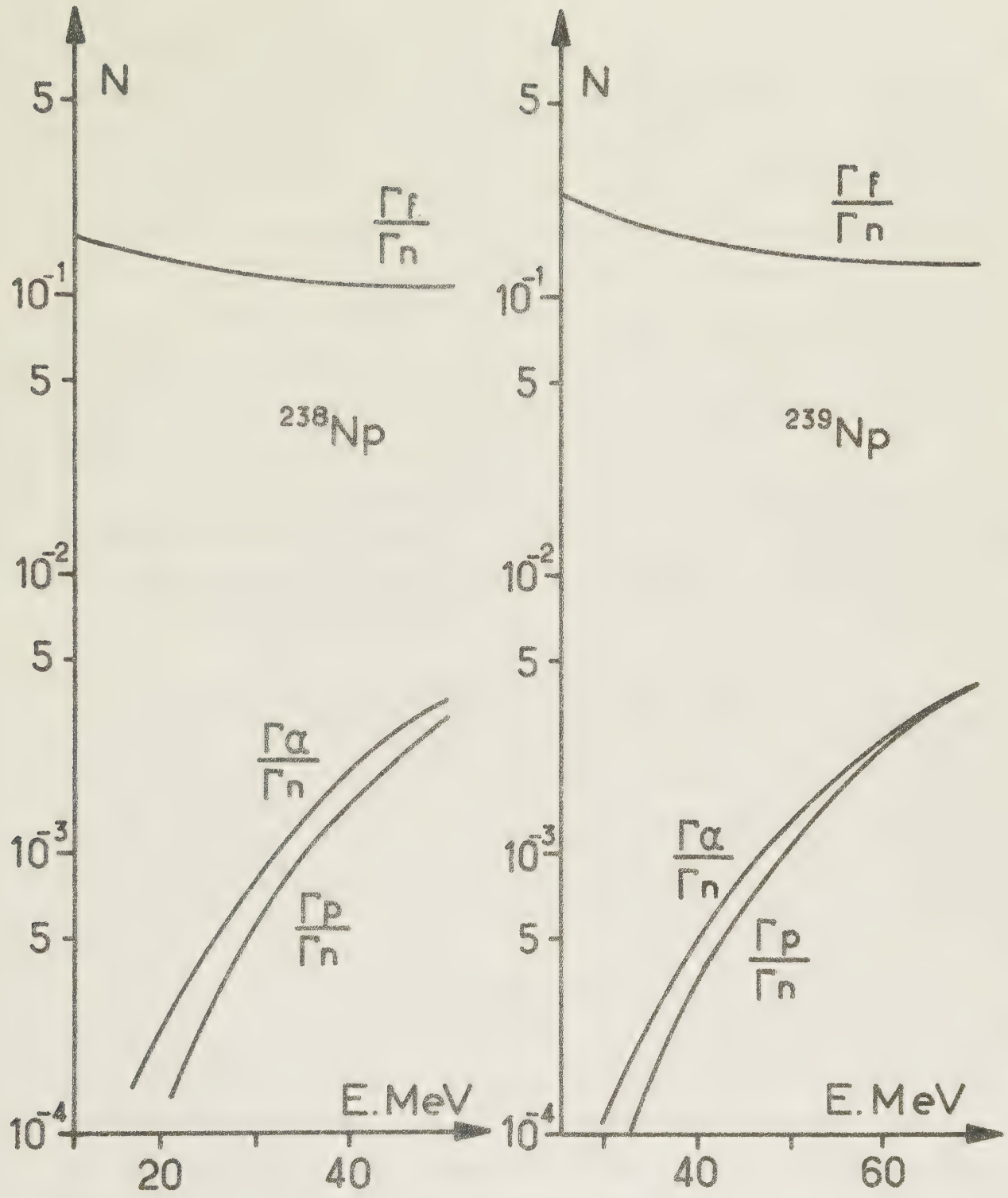

N
5
$\frac{\Gamma f}{\Gamma n}$
10^{-1}
5
^{238}Np
10^{-2}
5
$\frac{\Gamma \alpha}{\Gamma n}$
10^{-3}
$\frac{\Gamma p}{\Gamma n}$
5
E. MeV
10^{-4}
20
40
N
5
$\frac{\Gamma f}{\Gamma n}$
10^{-1}
5
^{239}Np
10^{-2}
5
10^{-3}
$\frac{\Gamma \alpha}{\Gamma n}$
$\frac{\Gamma p}{\Gamma n}$
5
E. MeV
10^{-4}
40
60

fig: 32.

suite jusqu'à la séquence 6n-p (Fig. 33) . Après l'émission du proton, quelle que soit la séquence initiale, on pourra envisager l'émission de quelques particules que ce soit, la fission intervenant seule à ce moment-là dans le facteur de probabilité. Ceci permet par exemple d'envisager l'émission successive de deux protons qui pourraient être significatifs à haute énergie.

Les isotopes ^{236}Pu et ^{242}Cm que nous avons mesurés peuvent provenir de plusieurs voies de désexcitation comprenant l'émission uniquement de neutrons, l'émission d'un ou deux protons, l'émission d'une particule α . On a donc à partir de chaque noyau composé envisagé toutes les chaînes pouvant conduire aux isotopes mesurés.

Après cette série d'instructions logiques définissant la partie analytique du traitement, on calcule l'énergie emportée par la particule précédemment définie au moyen de la méthode de Monte-Carlo . La fin du calcul reste sans changement.

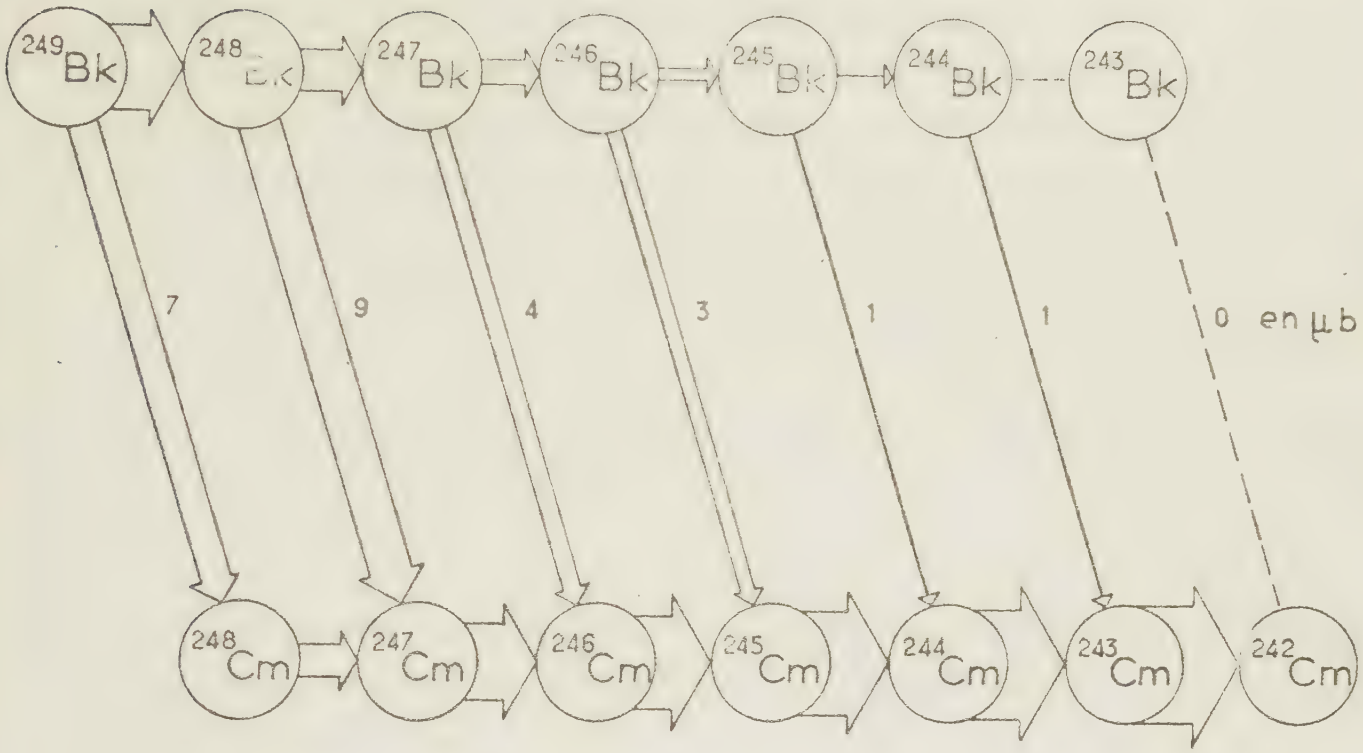
D. 2. a comparaison théorie-expérience

Nous allons envisager successivement les différents isotopes mesurés. Les calculs ont été effectués en conservant les valeurs $a_n = \frac{A}{15}$, $\frac{a_f}{a_n} = 1,01$ et en utilisant les énergies de fission expérimentales ou des valeurs voisines de celles de VICLA quand celles-ci ne sont pas connues.

fonctions d'excitation du ^{240}Cm

Sur les figures 34 a et b , on a porté les fonctions d'excitation théorique du ^{240}Cm . Ces fonctions se situent à trop haute énergie pour pouvoir correspondre aux courbes expérimentales. Par contre, dans les deux cas les courbes correspondant au ^{240}Bk sont situées dans le même domaine d'énergie que les courbes expérimentales. On peut donc penser que l'isotope ^{240}Bk inconnu présente une radioactivité par capture électronique

(a) U + ^{11}B emission de protons énergie 105MeV



(b) Th + ^{11}B émission d'alpha énergie 65 MeV

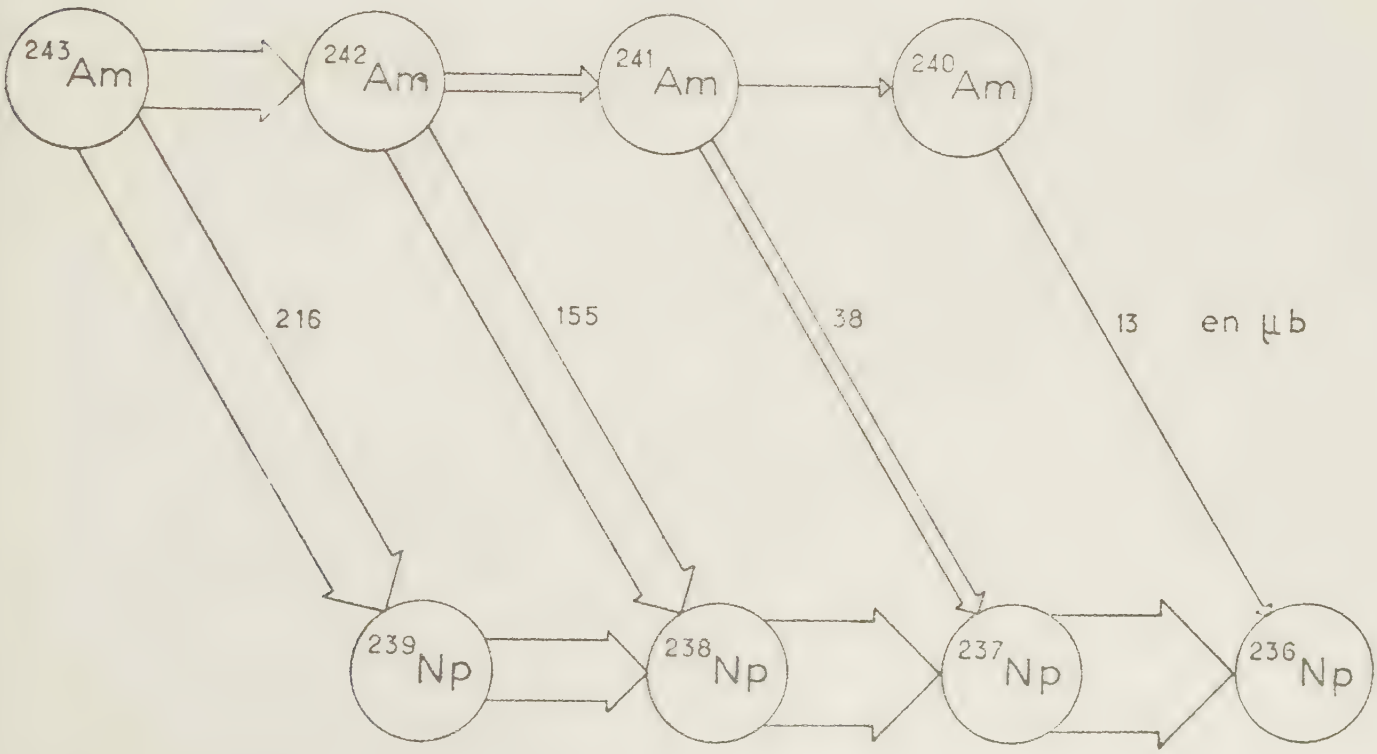


fig:33

conduisant au ^{240}Cm . On a tracé en pointillés la courbe obtenue en multipliant la courbe théorique par un facteur 0,06 dans le cas du ^{11}B et 0,04 dans le cas du ^{10}B . Les courbes théoriques sont issues de chaînes comportant l'émission respectivement de 9 et 8 neutrons. Les moindres modifications de a_n ou du rapport a_f/a_n peuvent donc entraîner de grandes variations des valeurs absolues des sections efficaces mesurées. Les facteurs ci-dessus ne peuvent donc être considérés comme une mesure mais plutôt comme un ordre de grandeur de l'embranchement C.E. du ^{240}Bk . Cependant, on peut être assuré que le ^{240}Cm provient en fait d'une interaction du type (^{10}B, 8n) et (^{11}B, 9n) sur le Th .

On peut donc mesurer dans ces conditions l'énergie moyenne emportée par neutron $\langle \varepsilon \rangle$ et la comparer aux valeurs déterminées pour d'autres systèmes. On définit cette grandeur par la relation pour une réaction (I, L, xn)

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{n} \left[\langle E \rangle - \sum_{1}^{n} B_n \right]$$

dans laquelle B_n représente la somme des énergies de séparation des neutrons évaporés et $\langle E \rangle$ l'énergie d'excitation moyenne définie par

$$\langle E \rangle = \frac{\int_0^\infty E\, F(E)\, dE}{\int_0^\infty F(E)\, dE}$$

où F(E) représente la probabilité relative de toutes les réactions de spallation ne conduisant pas à l'émission de particules chargées. Dans notre cas,

nous ne connaissons pas, à une énergie donnée, toutes les réactions (I. L, xn). On peut cependant supposer, entre 80 et 110 MeV , que, d'une part la section efficace de formation du noyau composé varie peu , que d'autre part le rapport $\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}$ est constant, qu'enfin l'évaporation de particules chargées est un phénomène rare. Dans ces conditions, F(E) est directement proportionnel à la section efficace de la réaction mesurée. On calculera donc $< E >$ par :

$$< E > = \frac{\int_0^\infty E\, \sigma(I, L, xn)\, dE}{\int \sigma(I, L, xn)\, dE}$$

On obtient ainsi pour $< \varepsilon >$ les valeurs 2,92 et 3,29 MeV . respectivement pour les réactions $^{238}U(^{11}B, 9n)^{240}Bk$ et $^{238}U(^{10}B, 8n)^{240}Bk$.

Ces valeurs justifient, a posteriori, les calculs de désexcitation sans moment angulaire que nous avons utilisés. Examinons en effet quelle est la signification réelle du paramètre $< \varepsilon >$. L'énergie d'excitation d'un noyau peut dans une réaction (I. L, xn) être éliminée à la fois par les neutrons émis et par les transitions électromagnétiques. Pour une énergie d'excitation totale donnée, plus $< \varepsilon >$ est élevée, plus le noyau se désexcite par rayonnement électromagnétique. La systématique n'est cependant pas, à ce jour, suffisante pour traduire mathématiquement cette variation. C'est ainsi qu'avec les ions lourds, les valeurs de $< \varepsilon >$ peuvent être spécialement élevées : de l'ordre de 5 à 6 MeV pour les réactions des ions ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O sur les terres rares ; jusqu'à 11 MeV dans l'interaction $^{116}Cd(Ar, 5n)$. La probabilité importante de transitions électromagnétiques dans le cas des interactions par ions lourds est directement liée aux forts moments angulaires orbitaux de l'interaction. Ceux-ci donnent au noyau composé une énergie de

rotation élevée qui ne peut être utilisée comme énergie de "désordre" pouvant conduire à une émission statistique de particules. Cette énergie d'ensemble sera éliminée vers la fin de la cascade par transitions électromagnétiques. Les valeurs de 2,92 et 3,29 MeV que nous obtenons pour le paramètre dans nos expériences sont voisines de celles des interactions par proton. On peut donc penser que les cascades conduisant au processus de spallation partent de noyaux excités de faible énergie de rotation pour lesquels un calcul de désexcitation sans moment angulaire est justifié. Les forts moments angulaires peuvent être éliminés par les réactions de transfert qui sont en général interprétées comme des réactions de surface et par la fission. Cependant, aux énergies de rotation aussi faibles que celles introduites (de l'ordre de 3,5 MeV) et en l'absence de mesure sur la section efficace de noyau composé, il est difficile de dire de ces deux phénomènes lequel est prépondérant .

fonctions d'excitation du ^{242}Cm

Pour expliquer les fonctions d'excitation expérimentales, on a été amené à calculer les courbes correspondantes pour ^{242}Cm , ^{242}Am , ^{242}Bk . Les résultats ont été portés sur la figure 34 a et 34 b . Comme précédemment, les valeurs absolues théoriques des sections efficaces du ^{242}Bk sont nettement au-dessus des valeurs mesurées. Cependant, les trois fonctions sont nécessaires pour expliquer les formes complètes des courbes expérimentales. Pour le ^{10}B aussi bien que pour le ^{11}B , on a tracé en pointillés la somme des courbes théoriques en multipliant la courbe du ^{242}Bk par un facteur 0,1 dans le cas du ^{10}B et 0,12 dans le cas du ^{11}B . On peut donc admettre que pour cet isotope le processus du noyau composé explique entièrement la forme des courbes.

fonctions d'excitation du ^{236}Pu

Le ^{236}Pu est l'homologue du ^{242}Cm lorsque l'on passe des interactions nucléaires sur des cibles d'^{238}U à celles sur des cibles de

^{232}Th . Dans ce cas, l'accord entre la théorie et l'expérience est moins bon essentiellement à basse énergie. Il est donc possible qu'au voisinage de la barrière coulombienne il y ait une interaction de transfert d'un agrégat de Z = 3 , le noyau de fusion partielle obtenu se désexcitant par émission de neutrons pour donner le ^{230}Np . Dans le cas des réactions sur l'U , ce phénomène serait moins visible au niveau de l'^{242}Am , la fission intervenant plus fortement au cours de la désexcitation du noyau de fusion partielle obtenue (fig. 35 a et 35 b) .

fonctions d'excitation des isotopes du Pa

Les isotopes du Pa ne peuvent, a priori, être obtenus à partir d'un noyau composé formé par interaction des ions bore et du thorium. Ce processus nécessiterait l'émission d'au moins deux particules chargées, ce qui donnerait des sections efficaces très faibles. Cependant, dans les interactions avec les ions Li 6 et 7 , on peut atteindre le Pa à partir des noyaux ^{238}Np ou ^{239}Np par émission d'une seule particule chargée. On doit donc soustraire des courbes expérimentales l'éventuelle contribution du processus de noyau composé pour pouvoir traiter ultérieurement la partie du transfert. Ce calcul conduit aux courbes notées N.C sur la figure 36 a et 36 b . On peut voir que dans les deux cas la fonction d'excitation théorique du ^{232}Pa est inférieure à celle du ^{230}Pa . Ce résultat est à rapprocher des sections efficaces des chaînes de désexcitation de la figure 33 . Le calcul que nous avons conduit montre que les particules α sont émises au début des cascades, donc aux énergies les plus élevées. Ce résultat est représenté graphiquement sur la figure 32 où, pour le ^{238}Np et le ^{239}Np , nous avons porté les rapports Γ_α/Γ_n en fonction de l'énergie des ions ^{6}Li et ^{7}Li incidents ainsi que les rapports Γ_p/Γ_n et Γ_f/Γ_n . Ce résultat est en accord avec ceux de BRITT et QUINTON [5] . Dans les interactions ^{12}C + Bi , ^{16}O + Bi et ^{14}N + Au ,

ces auteurs portent en fonction de l'énergie d'excitation initiale du noyau composé la probabilité expérimentale d'évaporation de particules α. La courbe obtenue est fortement croissante, et donc la plupart des particules α d'évaporation dans leurs expériences sont émises au début des cascades de désexcitation. Par contre, GATTY [101] fondant son argumentation sur l'anisotropie des particules α d'évaporation et sur le résultat de calculs d'évaporation tenant compte des moments angulaires, donne un résultat contraire lors de l'interaction $^{14}N + Ag$. Il ne semble cependant pas que ces deux résultats soient contradictoires. Dans les cibles d'Ag, le processus de fission est pratiquement inexistant, ce qui n'est pas le cas avec des cibles de Bi aux énergies étudiées. La fission emportant les forts moments angulaires lorsque les noyaux arrivent en fin de chaîne de désexcitation, ils ne possèdent plus que de faibles énergies de rotation. De plus, la barrière de potentiel des particules α est beaucoup plus faible sur l'Ag que sur le Th. L'augmentation de la probabilité d'évaporation d'α observée par GATTY en fin de cascade liée à l'énergie de rotation résiduelle, n'apparaît pas ici.

Sur les figures 36 a et 36 b, on a retranché aux valeurs expérimentales les résultats de calcul théorique provenant du processus du noyau composé. On peut considérer que les calculs donnent une valeur maximale de la contribution de ce processus étant donnée la valeur utilisée pour la section efficace de formation du noyau de fusion totale. La courbe de transfert est donc située entre la courbe expérimentale et la courbe déterminée par ce procédé.

En conclusion, on a donc pu dans ce chapitre, interpréter les fonctions d'excitation des isotopes du Cm comme provenant d'un processus de noyau composé pur. Pour l'isotope ^{236}Pu, les courbes sont essentiellement dues à un processus de noyau composé avec, aux faibles énergies, possibilité de réaction de transfert. Cependant, cette hypothèse n'est pas suffisamment sûre pour pouvoir conduire à une étude de transfert.

Enfin, les isotopes du Pa résultent essentiellement des interactions de transfert que nous allons étudier dans le prochain chapitre.

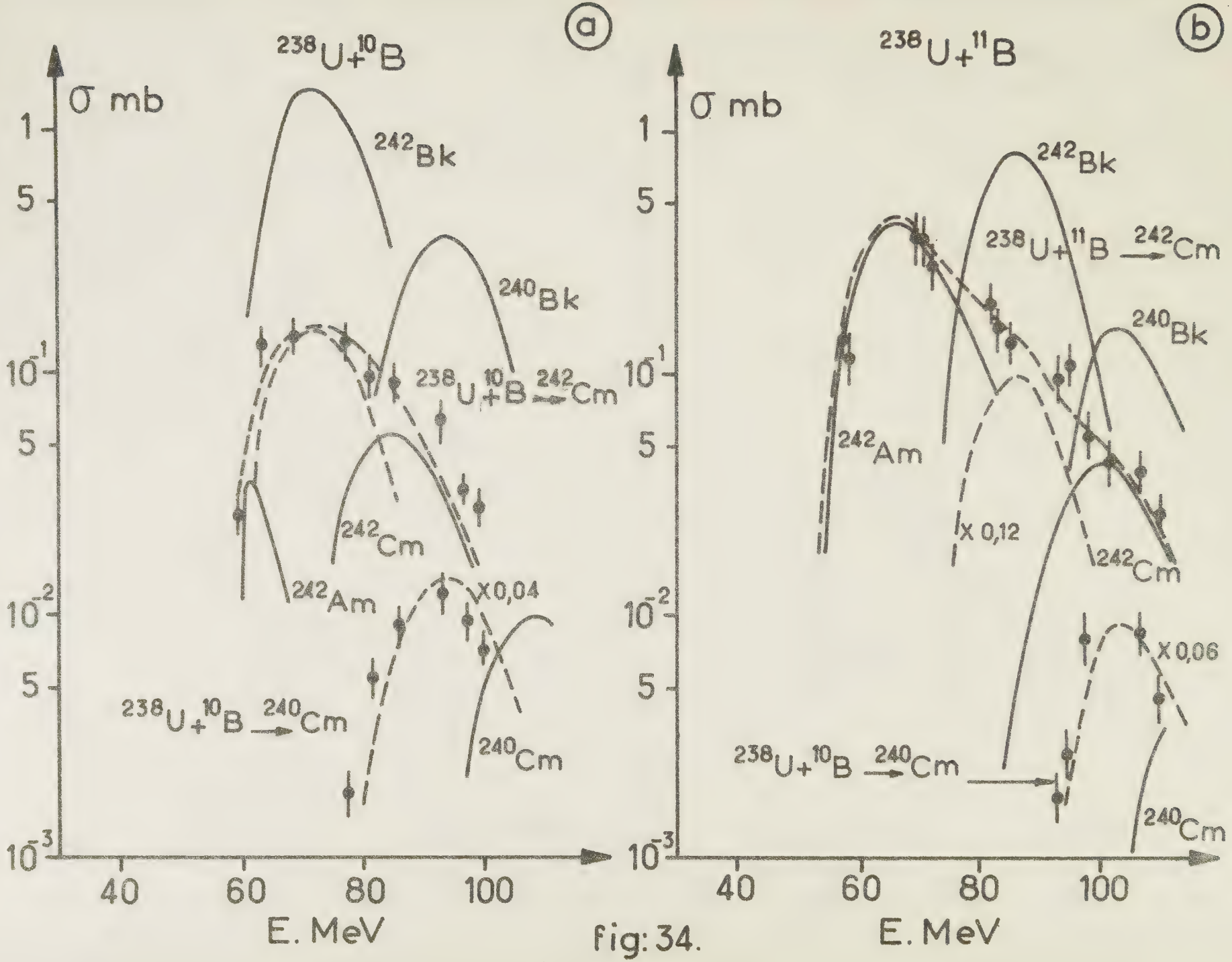

(a)
$^{238}U+^{10}B$
σ mb
1
5
10^{-1}
5
10^{-2}
5
10^{-3}
^{242}Bk
^{240}Bk
$^{238}U+^{10}B \rightarrow ^{242}Cm$
^{242}Cm
^{242}Am
X 0,04
$^{238}U+^{10}B \rightarrow ^{240}Cm$
^{240}Cm
40
60
80
100
E. MeV
(b)
$^{238}U+^{11}B$
σ mb
1
5
10^{-1}
5
10^{-2}
5
10^{-3}
^{242}Bk
$^{238}U+^{11}B \rightarrow ^{242}Cm$
^{240}Bk
^{242}Am
X 0,12
^{242}Cm
X 0,06
$^{238}U+^{10}B \rightarrow ^{240}Cm$
^{240}Cm
40
60
80
100
E. MeV

fig: 34.

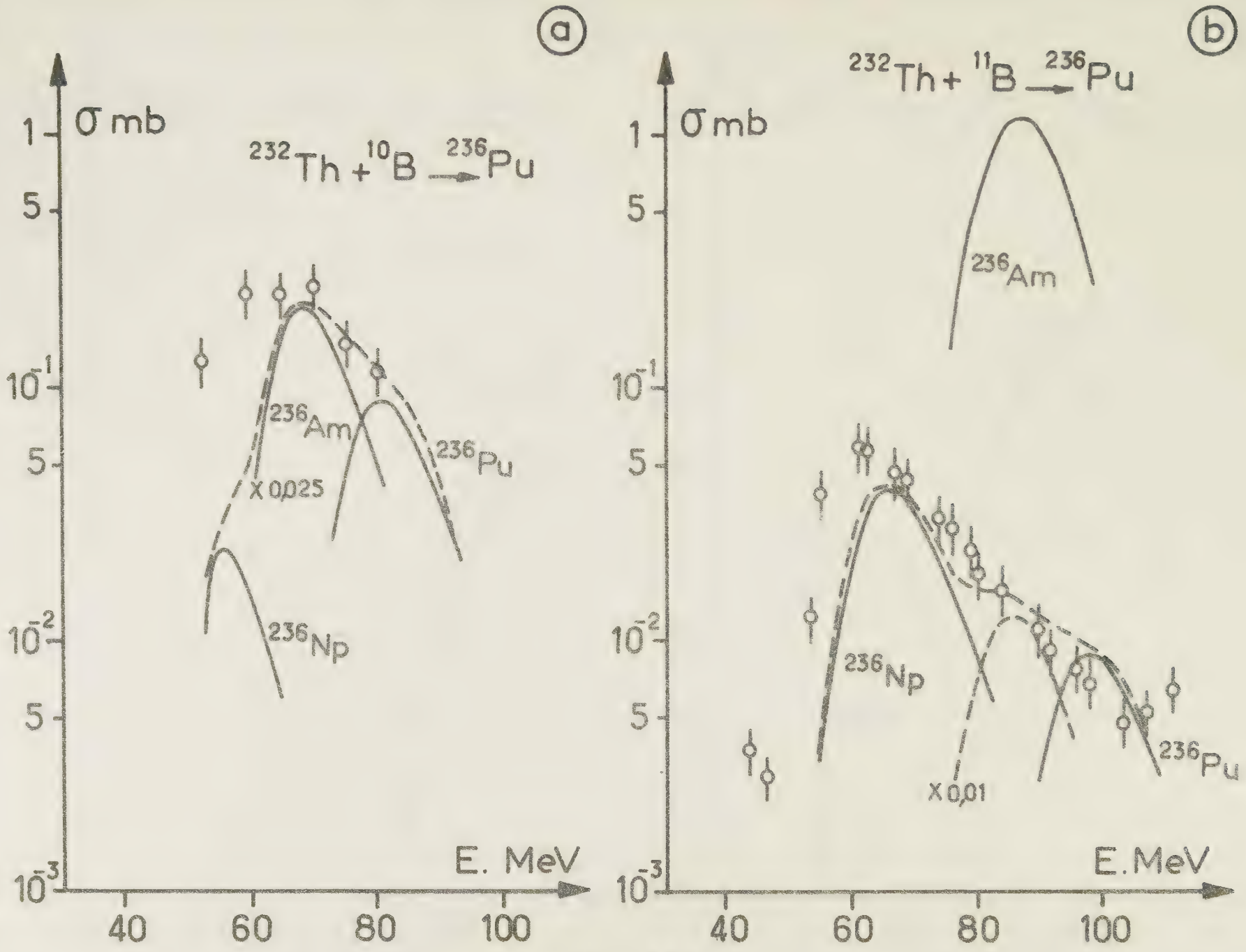

a
σ mb
$^{232}Th + ^{10}B \rightarrow ^{236}Pu$
1
5
10^{-1}
5
10^{-2}
5
10^{-3}
^{236}Am
^{236}Pu
X 0,025
^{236}Np
E. MeV
40
60
80
100
b
σ mb
$^{232}Th + ^{11}B \rightarrow ^{236}Pu$
1
5
10^{-1}
5
10^{-2}
5
10^{-3}
^{236}Am
^{236}Np
X 0,01
^{236}Pu
E.MeV
40
60
80
100

fig:35.

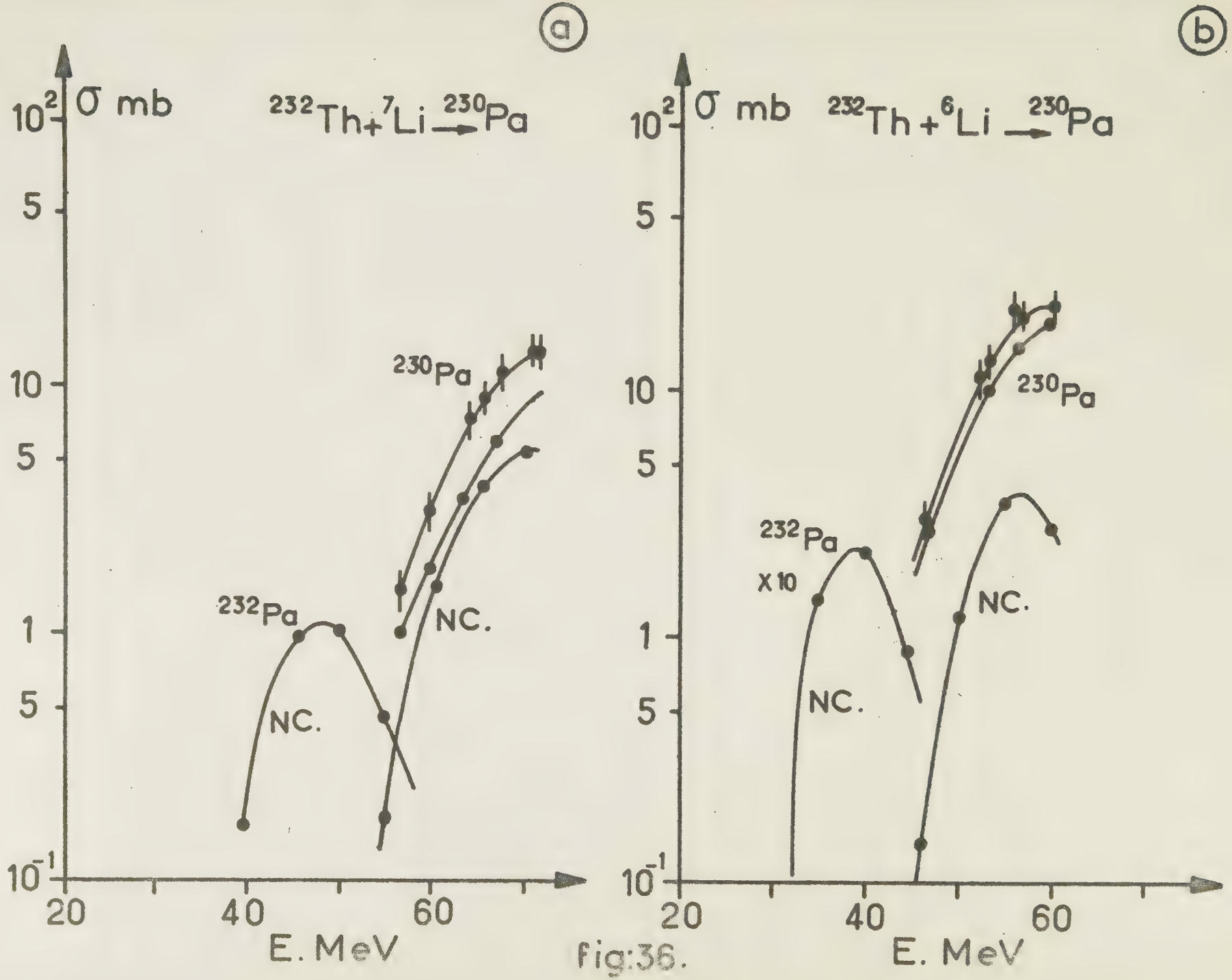

a
b
σ mb
$^{232}Th+^{7}Li \rightarrow ^{230}Pa$
$^{232}Th+^{6}Li \rightarrow ^{230}Pa$
10^2
5
10
5
1
5
10^{-1}
^{230}Pa
^{232}Pa
NC.
X 10
20
40
60
E. MeV

fig:36.

CHAPITRE III

REACTIONS DE TRANSFERT

On peut tout d'abord constater que la plupart des isotopes formés diffèrent de la cible de plus d'un nucléon et que les sections efficaces mesurées ne décroissent pas rapidement lorsqu'on s'éloigne du nombre de nucléons de la cible. On peut donc supposer que dans chaque interaction première, il ne se forme qu'un nombre limité de "précurseurs", dont on va essayer de définir la nature. Pour reprendre l'expression de MORSE et PREISS [104], on appellera précurseurs les noyaux excités formés soit par capture d'un nucléon, de plusieurs nucléons ou d'une sous-structure de l'ion incident conduisant à un processus de fusion incomplète, soit par stripping du noyau. Ces précurseurs se désexcitent ensuite pour donner les isotopes détectés. La forme de certains plateaux en particulier pour les courbes obtenues par interaction avec le ^{6}Li(^{232}Pa et ^{233}Pa) suggèrent l'existence de phénomènes complexes mal aisés à préciser. Une première indication peut cependant être suggérée par l'étude des seuils de réactions expérimentaux. Dans une deuxième partie, nous comparerons les fonctions d'excitation aux fonctions similaires obtenues avec des ions plus légers. Enfin, nous donnerons une interprétation plus fondamentale de l'éclatement coulombien dans le cas des ions ^{6}Li .

III. A ETUDE DES SEUILS EXPERIMENTAUX

Nous conviendrons de définir le seuil d'une réaction de ce type ainsi que les barrières coulombiennes comme la valeur de l'énergie pour laquelle la section efficace correspondante atteint le 1/10 de la valeur du plateau. Les études de seuil nécessitent une bonne détermination des points expérimentaux sur l'axe des énergies. On doit donc connaître

avec précision les énergies, les parcours et les relations parcours-énergie des ions incidents dans la cible. Dans le cas d'irradiation au HILAC , l'énergie est définie avec 3 chiffres significatifs : elle est donc très bien connue. Les parcours, d'autre part, résultent de pesées effectuées au 1/100 de mg près sur des masses de 25 à 100 mg , l'incertitude introduite par cette mesure est donc négligeable. Les relations parcours-énergie sont de loin les plus mal connues. Elles sont obtenues cependant par le même type de calcul, à partir de courbes identiques. On peut donc penser que si une incertitude s'est introduite, elle sera systématique et les comparaisons entre courbes n'en seront pas affectées. On peut remarquer de plus, que les calculs des relations parcours-énergie, à partir des données sur les protons ou sur les alphas, donnent les mêmes résultats.

Nous considérons tout d'abord les fonctions d'excitation obtenues par les ions ^{6}Li et ^{7}Li sur le thorium .

III. A. 1 Réactions par ^{6}Li et ^{7}Li

On constate en premier lieu que pour trois fonctions, les seuils expérimentaux sont en-desoous de la barrière coulombienne de l'ion lourd incident. Ces trois courbes expérimentales coupent la courbe représentant la fonction d'excitation du noyau composé calculée par le modèle du potentiel parabolique. Dans le cas du ^{232}Pa formé par $^{232}Th + ^{6}Li$, on atteint même un écart de 6 MeV. On peut donc en déduire qu'au moins au niveau du seuil les réactions ne peuvent avoir lieu après formation du noyau composé, et que les fusions partielles obtenues sont issues d'un éclatement de l'ion incident. Une première indication pourrait être donnée par l'étude des particules légères issues de l'interaction directe. Assez peu d'expériences ont été tentées dans ce domaine. On peut citer les réactions sur le Ni de BROMLEY et al [105], aux énergies de 36 et 63 MeV , sur l'Au par ANDERSON [106] à 61 MeV et sur l'Ag par BETHGE et al [111] à 22 MeV.

Aucune de ces expériences cependant n'a été effectuée au voisinage de la barrière coulombienne. Un effet du champ nucléaire de la cible s'ajoute au champ coulombien et les résultats ne pourront donc être qu'indicatifs. On peut en tirer cependant deux conclusions essentielles.

- tout d'abord, les particules légères émises sont en rapport étroit avec la nature de l'ion incident ; on constate une section efficace importante en deutons et en particules alpha pour le ^{6}Li avec une contribution moindre des protons, et très faible pour les tritons. Dans le cas du ^{7}Li , les sections efficaces en deutons et tritons sont comparables ainsi que celle des particules α .

- les spectres de particules étudiées sont les mêmes quel que soit l'angle de détection et présentent un large maximum centré à l'énergie correspondant à la vitesse des ions incidents légèrement diminuée de l'énergie de dissociation. Ce spectre s'interprète correctement, si on admet que l'ion incident avant de se dissocier passe par un état d'excitation bien défini.

A partir de ces résultats, on peut considérer le mécanisme réactionnel suivant. Le faisceau monoénergétique d'ions Li en interaction avec le champ des noyaux se transforme après éclatement en un "faisceau" secondaire d'ions plus légers dont le spectre en énergie dépendra du mode d'éclatement. Ces faisceaux d'ions secondaires interagissent ensuite avec la cible pour donner des produits de fusion partielle.

A.1. a hypothèse de l'éclatement

Pour former les isotopes du Pa , on peut, a priori, envisager la fusion d'un proton, d'un deuton ou d'un triton avec la cible. On peut alors dresser l'inventaire des seuils de réaction pour tous les mécanismes d'éclatement conduisant aux isotopes étudiés. Dans le tableau 10 , on a rapporté toutes les valeurs à l'énergie du faisceau de Li . On a donc calculé l'énergie des ions Li pour qu'après éclatement, le "faisceau" d'ions secon-

Tableau n° 10

SEUILS DE REACTION
^{232}Th + Li

^{6}Li						^{7}Li					
	p	d	t	α	E_{xp}	p	d	t	α	^{6}Li	E_{xp}
^{238}Np					néant					0	néant
^{236}Np					néant					11,7	néant
^{232}U				44,1					57,6 51,4	39,0	49
^{233}Pa	0	25,2 0	17,6 5,98	34	29	0	29,4 0	20,5 6,97	40	31,3-0	30
^{232}Pa	46,7 6,36	25,2 9,94	28,6 19,3	44,7	26	54,7 7,42	29,4 11,6	33,4 22,5	51,3	40,7-5,34	37
^{230}Pa	111 80,4	57 47,1	61,4 43,6	62,4	46 ?	128 93,8	66,5 54,9	71,7 50,8	74	54,0-20,3	63 ?

BARRIERES COULOMBIENNES

Th + ^{6}Li	32,2	Th + α	23	^{6}Li 34,5 ^{7}Li 40,2	Th + d	10,6	^{6}Li 31,8 ^{7}Li 37,1	
Th + ^{7}Li	32,2	Th + t	11,4	^{6}Li 22,8 ^{7}Li 26,6	Th + p	11,4	^{6}Li 68,4 ^{7}Li 79,8	

daires ait l'énergie correspondant au seuil des diverses réactions envisagées. Ce calcul a été effectué en supposant que l'éclatement donne des faisceaux d'ions secondaires dont l'énergie est exactement dans le rapport des masses du Li et de l'ion envisagé (nombre inférieur) . Dans les cas où les seuils expérimentaux étaient connus, on a porté leur valeur, ramenée comme précédemment à l'énergie du faisceau (nombre supérieur) . Les résultats, pour le tritium, sont issus des calculs théoriques précédents. Dans chaque cas, le seuil expérimental est plus élevé que le seuil théorique, le calcul par les différences de masse ne tenant pas compte des énergies emportées par les nucléons lors de l'évaporation ayant suivi la fusion partielle. On a porté de même les énergies des Li nécessaires pour que les ions du faisceau secondaire puisse vaincre leurs barrières respectives. On a donc deux types de valeurs : d'une part, les seuils de réaction dont la définition est rigoureuse, et d'autre part les barrières de réactions et les barrières coulombiennes définies au 1/10 de la valeur du plateau, la valeur la plus élevée devant être en accord avec les résultats expérimentaux. Considérons les réactions produisant les isotopes ^{233}Pa et ^{232}Pa tout d'abord avec le ^{6}Li , puis avec le ^{7}Li .

Pour le ^{233}Pa , on constate que dans les cas correspondant à un mécanisme par deutons ou tritons, les valeurs calculées à partir des excès de masse et celles calculées à partir des courbes expérimentales sont très différentes. On constate alors que sur les courbes représentatives des réactions précédentes par deutons ou tritons (voir fig. 31 a et 31 b , les seuils de ces réactions sont imposés par la barrière coulombienne, ce qui explique l'écart entre les deux valeurs. Le seuil expérimental de 29 MeV est donc au-dessus des seuils calculés de 25,2 et 17,6 MeV . Or, toutes les valeurs étant expérimentales, il est donc nécessaire qu'un autre phénomène explique ces écarts. Si on admet alors que le ^{6}Li passe par un état excité

avant de se désintégrer, on trouve, en se rapportant à la figure 38 , une valeur de 27,3 MeV pour la réaction par deutons et 35,4 MeV pour la réaction par tritons. On a donc un bon accord dans le cas d'interaction par deutons : l'écart restant sera expliqué plus loin.

On retrouve les mêmes remarques pour ^{232}Pa . Cependant ici les réactions seraient compatibles quant à leur seuil avec un mécanisme dans lequel interviendrait la coupure du ^{6}Li en t et ^{3}He . En se reportant aux schémas des niveaux du ^{6}Li (fig. 38) et en tenant compte des résultats sur les particules légères, on peut penser que ce mode d'éclatement est très peu probable.

Les isotopes ^{232}Pa et ^{233}Pa formés par réactions des ^{6}Li sur le ^{232}Th sont donc issus d'un transfert mettant en jeu un deuton.

On peut alors essayer de comprendre d'où provient la différence entre les valeurs expérimentales. Au niveau de la barrière coulombienne des deutons sur le thorium, la réaction (d,2n) s'explique bien par un mécanisme de noyau composé (voir le chapitre sur le calcul d'évaporation) suivi d'une chaîne de désexcitation. Par contre, le maximum d'un mécanisme de ce type pour la réaction (d,n) serait situé en-dessous de la barrière coulombienne : toute la fonction d'excitation correspond donc dans ce cas à une interaction de surface. Les deux mécanismes différents peuvent expliquer l'écart observé entre les deux seuils.

Dans le cas du ^{7}Li , la situation expérimentale est différente. Pour les courbes similaires ^{232}Pa et ^{233}Pa , les seuils expérimentaux sont nettement distincts : respectivement 37 et 30 MeV .

Pour ^{233}Pa , on remarque tout d'abord que le seuil coulombien de la réaction par triton de 26,6 MeV et le seuil calculé de 20,5 MeV sont en désaccord avec la valeur mesurée. De plus, la réaction par triton serait suivie de l'évaporation de deux neutrons ; il est donc peu

probable que l'on ait à faire à une réaction de stripping du tritium après éclatement du ^{7}Li en $\alpha + t$, ce qui aurait pour effet d'abaisser la barrière. Cependant, on peut supposer que l'apparition de tritons dans un faisceau de ^{7}Li n'a lieu que lorsque les ions incidents ont une énergie voisine de la barrière coulombienne. La création de tritons nécessite alors, si on suppose le passage par un niveau excité du ^{7}Li avant désintégration, une énergie de 4,63 MeV , qui, ajoutée à la valeur de 26,6 MeV du seuil coulombien correspondrait à la valeur expérimentale de 30 MeV . Une autre interprétation repose sur les valeurs très voisines des seuils expérimentaux pour les fonctions d'excitations du ^{233}Pa obtenues soit par ^{6}Li , soit par ^{7}Li sur le ^{232}Th . On peut supposer qu'un processus d'effet tunnel d'un nucléon qui peut être ici un neutron puisque le ^{233}Th est un émetteur β^- de 22,4 mn de période, conduirait aux résultats observés.

Dans le cas du ^{232}Pa , le seuil expérimental est à 37 MeV nettement plus haut que la barrière de potentiel des ^{7}Li sur le ^{232}Th . Le seuil de la réaction par tritium est en bon accord avec cette valeur car, si on suppose que le ^{7}Li passe par son état excité à 4,63 MeV avant de se désintégrer en $\alpha + t$, il faut ajouter à cette valeur l'énergie calculée (33,4) , ce qui conduit à une énergie seuil de 38 MeV . De la même manière, si on ajoute à la valeur du seuil expérimental par deuton, l'énergie nécessaire à la formation du deuton à partir d'un ^{7}Li , on obtient une valeur voisine de 37 MeV .

Les études directes sur les particules légères n'ont pas mis en évidence d'^{5}He . On peut donc supposer que les deutons proviennent d'un éclatement en deux étapes, par exemple : $^{7}Li \longrightarrow {}^{6}Li + n$ ou $^{6}Li \longrightarrow d + \alpha$. En utilisant ce modèle, on obtient des résultats en accord avec l'énergie expérimentale.

Pour le ^{7}Li au voisinage de la barrière de potentiel, les études de seuil donnent un nombre de possibilités d'interaction beaucoup plus

grandes qu'avec le ^{6}Li en accord avec les résultats expérimentaux sur les particules légères et la structure en agrégats moins formés que dans le cas du ^{6}Li. Les seuils sont compatibles avec des interactions par deutons, tritons ou transfert d'un nucléon suivant les cas.

Il reste à traiter maintenant du décalage entre les valeurs calculées et les valeurs expérimentales. Ces décalages reposent cependant sur la détermination dans certains cas des barrières coulombiennes qui sont mal connues. On peut alors examiner cette question pour les fonctions d'excitation des isotopes ^{230}Pa et ^{232}U pour lesquels les seuils expérimentaux sont nettement plus élevés et pour bien des mécanismes au-dessus des barrières de potentiel. Les comparaisons pourraient alors se faire avec les seuils de réaction soit calculés, soit expérimentaux, qui sont mieux connus.

Pour l'^{232}U, produit par la réaction $^{232}Th + ^{7}Li$, la barrière coulombienne de la réaction par fusion partielle d'un α est de 38,5 MeV, alors que le seuil mesuré est de 49 MeV. La valeur calculée pour une réaction par α à partir de la courbe expérimentale (α, 4 n) est de 57,6 MeV, donc les ions ^{7}Li de 49 MeV subissent un mécanisme de scission qui permet d'obtenir des ions α à une énergie nettement supérieure à l'énergie obtenue en appliquant le rapport des masses. Le cas du ^{230}Pa se présente de façon semblable.

La seule hypothèse de l'éclatement a pu permettre d'expliquer qualitativement la position des seuils expérimentaux, les modes d'éclatement et les précurseurs obtenus. Pour expliquer les écarts observés à la fin de cette étude, on va introduire l'hypothèse supplémentaire de l'éclatement par transition vers un état excité défini de l'ion incident. Cette hypothèse va permettre de montrer que les ions ^{6}Li subissent un éclatement coulombien et que les ions ^{7}Li subissent par contre, très certainement, un éclatement nucléaire.

A.1.b hypothèse de l'éclatement après transition par un état excité

Supposons qu'une particule incidente i se scinde en deux particules dans le champ coulombien. Supposons de plus que le mécanisme de scission soit précédé d'une transition par un état excité de l'ion incident instable par rapport à la désintégration envisagée. Dans le cas du ^{6}Li par exemple, les premiers niveaux susceptibles de se désintégrer en $\alpha + d$ sont situés à 2,18 , 4,52 et 5,35 MeV (voir figure 38) . Dans le système du centre de masse de la particule incidente, les deux agrégats vont donc avoir une certaine vitesse relative qui, vectoriellement, va s'ajouter à la vitesse incidente. Pour obtenir un des agrégats à une énergie égale au seuil d'un certain type de réaction, on pourra partir d'ions incidents d'énergie inférieure à celle calculée par le rapport des masses. Quantitativement : au moment de l'éclatement, la vitesse de l'ion incident s'écrit dans (L) :

$$v_i'^2 = \frac{2}{m_i}\left[E_i - E_{xt} \right]$$

E_i est l'énergie cinétique de la particule à l'instant considéré , E_{xt} l'énergie d'excitation du niveau de transition , m_i la masse de la particule incidente. L'éclatement introduit, pour la particule 1 , si elle est émise vers l'avant, une vitesse additionnelle v_1 , et donc un gain d'énergie :

$$\Delta E_1 = \frac{1}{2} m_1 \left[v_1 + v_i' \right]^2 - \frac{1}{2} m_1 v_i'^2$$

Dans le système lié à la particule incidente, on peut appliquer les lois de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement aux deux particules produites 1 et 2 . On obtient alors :

E_B représentant l'énergie de liaison du système 1 - 2 rapporté à la particule incidente.

$$\frac{1}{2} m_1 v_1^2 = (E_{xt} - E_B) \frac{m_2}{m_1 + m_2}$$

et pour la variation d'énergie :

$$\Delta E_1 = (E_{xt} - E_B) \frac{m_2}{m_1 + m_2} + \left[2(E_{xt} - E_B) \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{2}{m_i} (E_i - E_{xt}) \right]^{1/2}$$

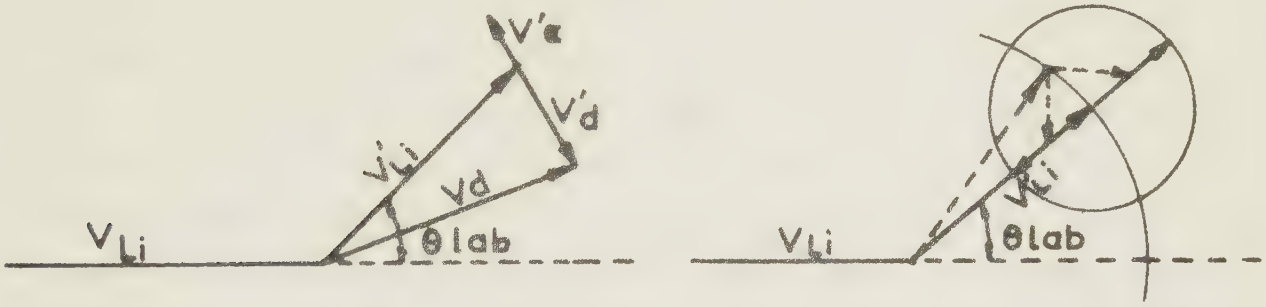
On peut donc, à partir de cette relation, calculer quelques valeurs de ΔE_1 et comparer avec les résultats expérimentaux.

Dans le cas de la réaction $^{232}Th + ^{6}Li \longrightarrow ^{230}Pa$, le seuil peut être défini expérimentalement à 46 MeV, ce qui conduit en divisant l'énergie dans le rapport des masses à un faisceau de deutons de 15,3 MeV. Cette dernière énergie est nettement inférieure à la valeur expérimentale du seuil de la réaction (d, 4n) sur le thorium : soit 19 MeV. Si on calcule la variation de l'énergie ΔE_1 pour cette valeur seuil, on obtient 5,7 MeV, ce qui conduit donc à un faisceau de deutons de 21 MeV. La correction apportée ainsi semble donc trop importante. Ceci nous a conduits à penser qu'au moment de l'éclatement l'ion incident a pénétré plus ou moins profondément dans le champ du noyau et a donc été ralenti. Son énergie est alors inférieure à l'énergie du faisceau, et la valeur de ΔE_1 en sera diminuée. On pourra donc réaliser l'accord avec le seuil de la réaction (d, 4n).

Dans le cas de la réaction $^{232}Th + ^{6}Li \longrightarrow ^{232}Pa$, le calcul de ΔE_1 pour l'énergie seuil de 26 MeV entraîne un désaccord encore plus important pour les deutons que dans le cas précédent. Le ralentissement est donc plus fort relativement dans le cas du ^{232}Pa que dans le cas du ^{230}Pa. Ceci nous conduit à penser que l'éclatement a lieu pour un

gradient de champ indépendant de l'énergie initiale où n'en dépendant que peu. On peut donc espérer en considérant quantitativement ce problème déterminer au moins de façon approximative quelle est l'énergie perdue au moment de l'éclatement par l'ion incident.

Sur la figure 39 , on porte en abscisse l'énergie du faisceau de ^{6}Li et en ordonnée les énergies des deutons issus de ce faisceau.. On calcule alors pour chaque énergie incidente les énergies correspondantes du "faisceau" secondaire de deutons. On peut alors emprunter à OLLERHEAD et al [110] les deux schémas suivants. Le premier schéma figure la cinématique



de l'interaction. Le second montre comment on peut obtenir dans une direction donnée des deutons d'énergie comprise entre deux valeurs minimale et maximale. Si on suppose que l'éclatement est isotrope, on peut alors montrer que la distribution des énergies à l'intérieur de cette bande est uniforme. On peut alors calculer les limites E^- et E^+ de cette bande d'énergie. Le diagramme des vitesses montre que les valeurs extrêmales seront obtenues quand dans le système lié à l'ion ^{6}Li excité les deutons seront émis respectivement vers l'arrière et vers l'avant. On a donc dans le cas général

$$E_1^{\pm} = \frac{1}{2} m_1 \left[v'_i \pm v_d \right]^2$$

ce qui conduit, avec les notations déjà utilisées à :

$$E_1^{\pm} = \frac{m_1}{m_i}\left[E_i - E_{xt}\right]\left[1 \pm \left(\frac{m_2}{m_1}\,\frac{E_{xt} - E_B}{E_i - E_{xt}}\right)^{1/2}\right]^2$$

Sur la figure 39 , on porte les deux courbes correspondant aux variations de l'énergie cinétique maximum et minimum du faisceau de deutons en fonction de l'énergie des ions ^6Li . On a de même porté la droite correspondant à un éclatement où l'énergie serait distribuée dans le rapport des masses des deux agrégats. On peut remarquer que cette droite est sensiblement parallèle à la courbe représentative de $E^+ = f(E_i)$ dès que l'énergie incidente est supérieure à 20 MeV environ.

A partir de cette figure et du seuil expérimental de la réaction $^{232}Th + ^6Li \longrightarrow ^{232}Pa$ on peut construire la courbe donnant l'énergie totale maximum des deutons en fonction de l'énergie perdue par l'ion ^6Li avant d'éclater. L'énergie cinétique maximum est donnée par E^+ et l'énergie potentielle peut être calculée en supposant que si le ^6Li a perdu une énergie cinétique ΔE , le deuton a acquis une énergie potentielle de $\Delta E/3$. On trace donc la droite $E_p = f(\Delta E)$ en fonction de la perte d'énergie du Li . Pour chaque valeur de l'énergie des ions ^6Li inférieures à 26 MeV , on peut maintenant calculer en faisant la somme des valeurs correspondantes des énergies potentielle E_p et cinétiques maximums E^+ la valeur de l'énergie totale maximum des deutons issus d'un processus d'éclatement passant par l'intermédiaire d'un état excité de l'ion incident. Il suffit alors de déterminer sur le graphique la valeur de l'énergie cinétique du Li au moment de l'éclatement donnant pour énergie maximum des deutons la valeur du seuil de la réaction (d,2n) sur le ^{232}Th . L'énergie cinétique correspondante est de 2,5 MeV . En moyenne, donc, au seuil de la réaction des ions ^6Li sur le thorium conduisant au ^{232}Pa soit 26 MeV , l'éclatement a lieu lorsque les

ions ^{6}Li ont perdu 23,5 MeV d'énergie cinétique. La barrière de potentiel étant de l'ordre de 32 MeV , on a donc montré que l'éclatement des ions ^{6}Li est un éclatement coulombien dans lequel l'ion ^{6}Li éclate pratiquement au repos dans le cas du ^{232}Pa .

Sur la figure 39 , on a porté de même les données de l'interaction conduisant au ^{230}Pa . La détermination du seuil de la réaction est alors plus difficile. La fonction d'excitation est, elle-même, assez mal connue, car on a dû retrancher des points expérimentaux, la contribution du mécanisme du noyau composé. D'autre part, on n'a pas le maximum de la fonction qui permet, suivant la convention adoptée, de définir le seuil expérimental de la réaction; En prolongeant vers les hautes énergies la courbe obtenue, on peut cependant en déduire un seuil approximatif de l'ordre de 46 MeV . Cette valeur conduit, par une résolution semblable à la précédente, à une énergie de 25,3 MeV pour la valeur de l'énergie cinétique des ions ^{6}Li au moment de l'éclatement. Ceci correspond à une énergie perdue de 20,7 MeV , en bon accord avec la valeur trouvée précédemment. Ce dernier résultat n'est cependant qu'indicatif car on peut voir sur le graphique que la pente de la courbe donnant l'énergie totale des deutons est très faible.

Si on applique maintenant la même méthode au ^{233}Pa , on observe (fig. 41) que le seuil expérimental en deutons ne peut être obtenu par ce mécanisme. Le processus réel demande une énergie plus élevée que celle qui correspondrait à une interaction par le deuton libre. Des deux processus envisagés, soit stripping du deuton, soit stripping direct de l'ion ^{6}Li , le second semble donc être le plus probable.

Dans le cas de l'interaction $^{232}Th + ^{7}Li$, on peut analyser les seuils expérimentaux de la même manière. On a porté fig. 40 les graphiques similaires pour les isotopes observés ^{233}Pa , ^{232}Pa , ^{230}Pa et ^{232}U , en supposant que le ^{7}Li subit un éclatement $\alpha + t$.

Pour le ^{233}Pa , l'énergie seuil de 8,6 MeV de la fonc-

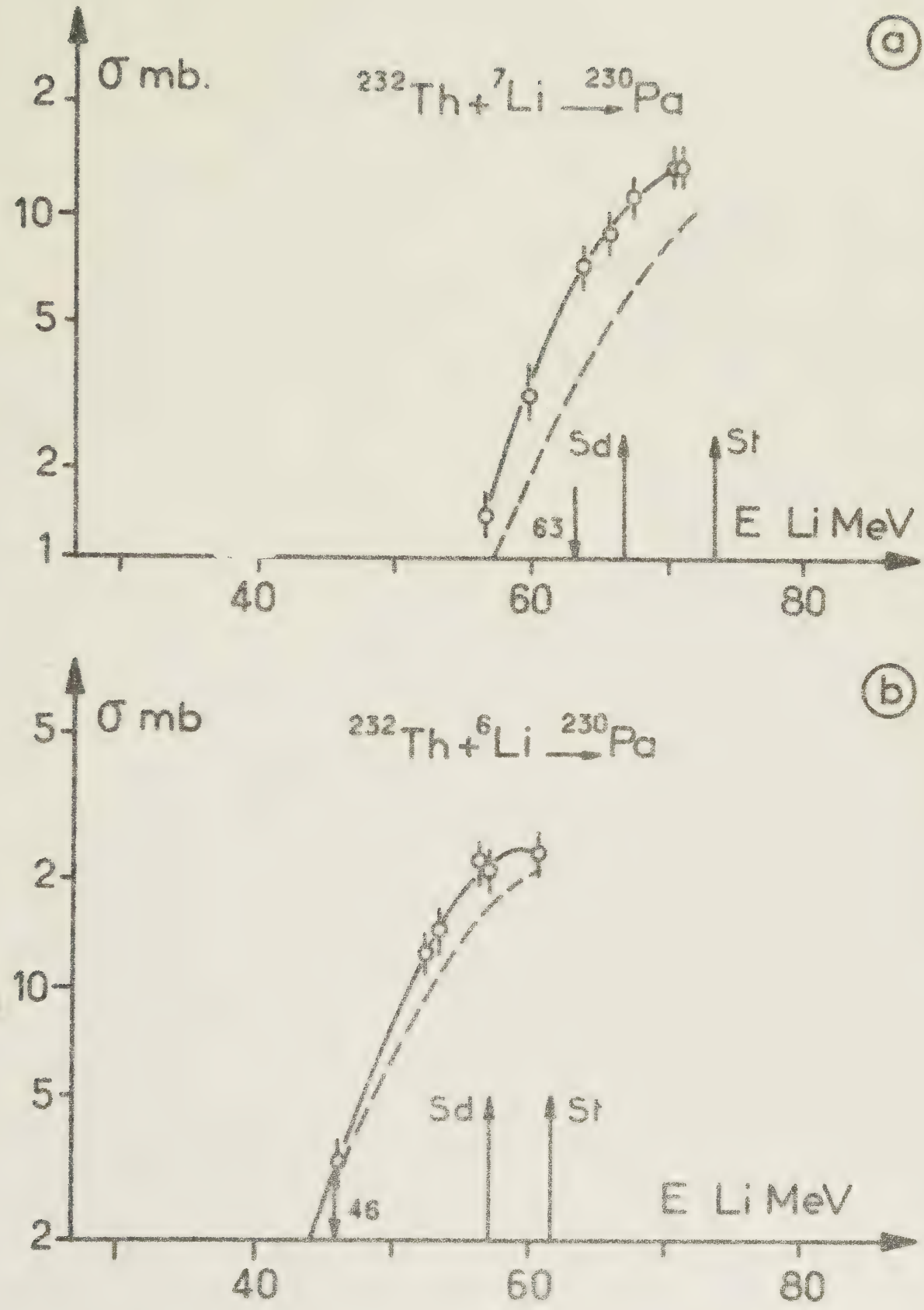

(a)
σ mb.
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{230}Pa$
2
10
5
2
1
Sd
St
63
E Li MeV
40
60
80
(b)
σ mb
$^{232}Th + ^{6}Li \rightarrow ^{230}Pa$
5
2
10
5
2
Sd
St
46
E Li MeV
40
60
80

fig: 37.

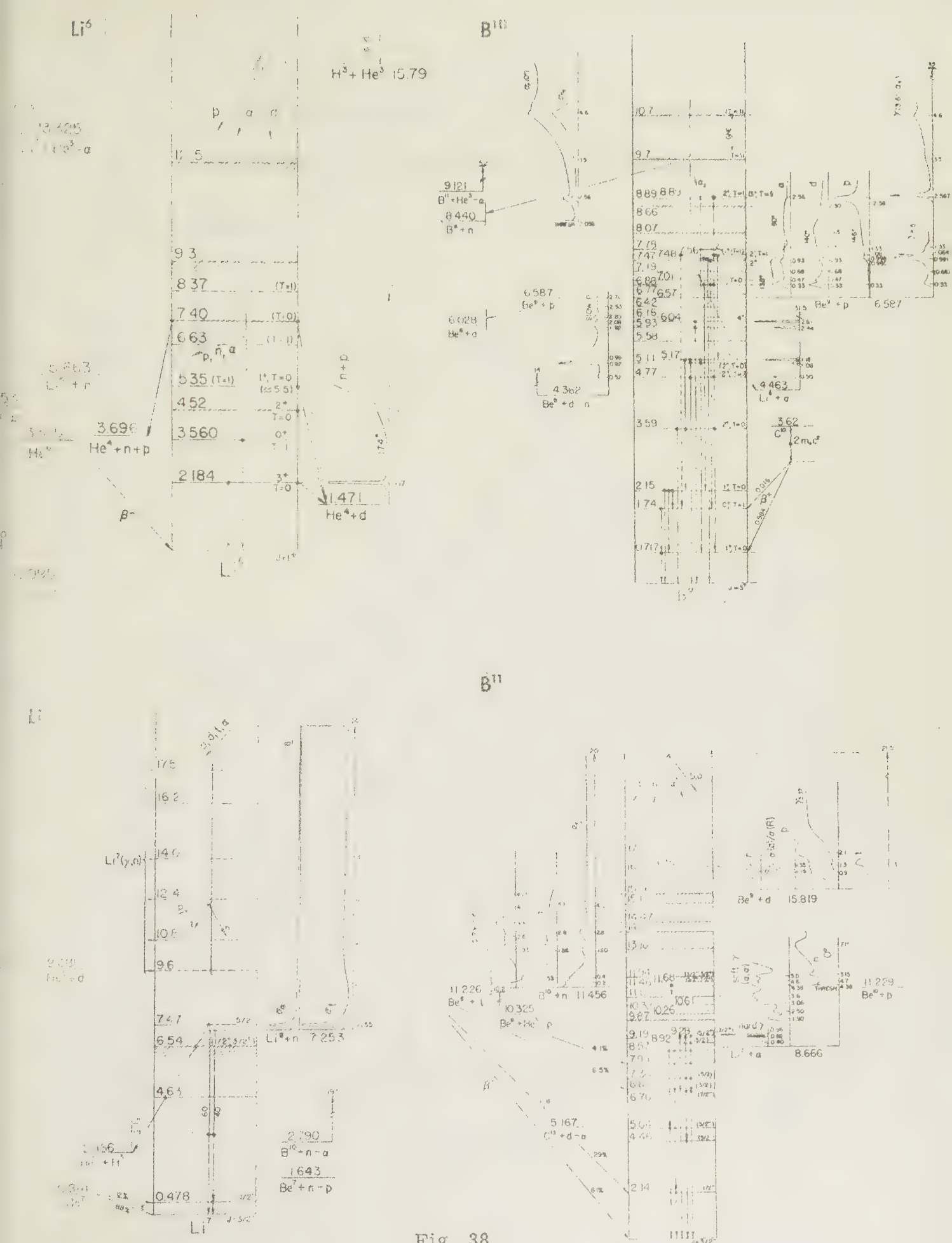

Li⁶
H³+He³ 15.79
3.696
He⁴+n+p
2.184
1.471
He⁴+d
B⁻
B¹¹
9.121
B¹¹+He³-α
8.440
B¹⁰+n
6.587
Be⁹+p
6.028
Be⁸+α
4.362
Be⁸+d α
4.463
Li⁶+α
3.62
C¹⁰
2m₀c²
Be⁹+p 6.587
B¹¹
Li⁷
Li⁷(γ,n)
Li⁸+n 7.253
2.790
B¹⁰+n-α
1.643
Be⁷+n-p
0.478
Li⁷
B¹¹
11.226
Be⁸+t
B¹⁰+n 11.456
10.325
Be⁸+t+α
Be⁹+d 15.819
11.259
Be¹⁰+p
8.666
Li⁷+α
5.167
C¹³+d-α
Be⁹+d

Fig. 38

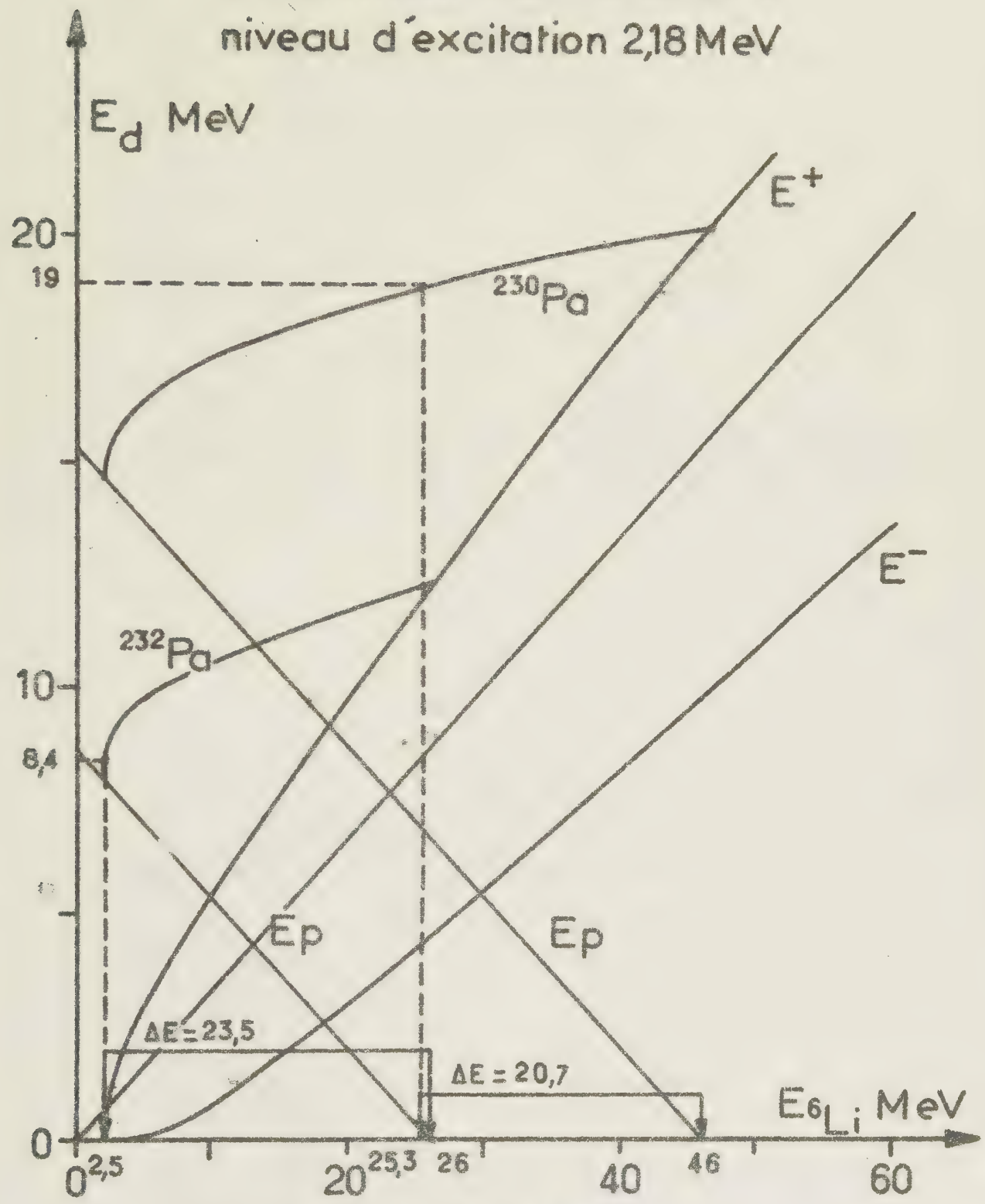

Eclatement du Li → α + d
niveau d'excitation 2,18 MeV
E_d MeV
20
19
10
8,4
0
E^+
E^-
^{230}Pa
^{232}Pa
Ep
Ep
ΔE = 23,5
ΔE = 20,7
$E_{^6Li}$ MeV
0
2,5
20
25,3
26
40
46
60

fig: 39.

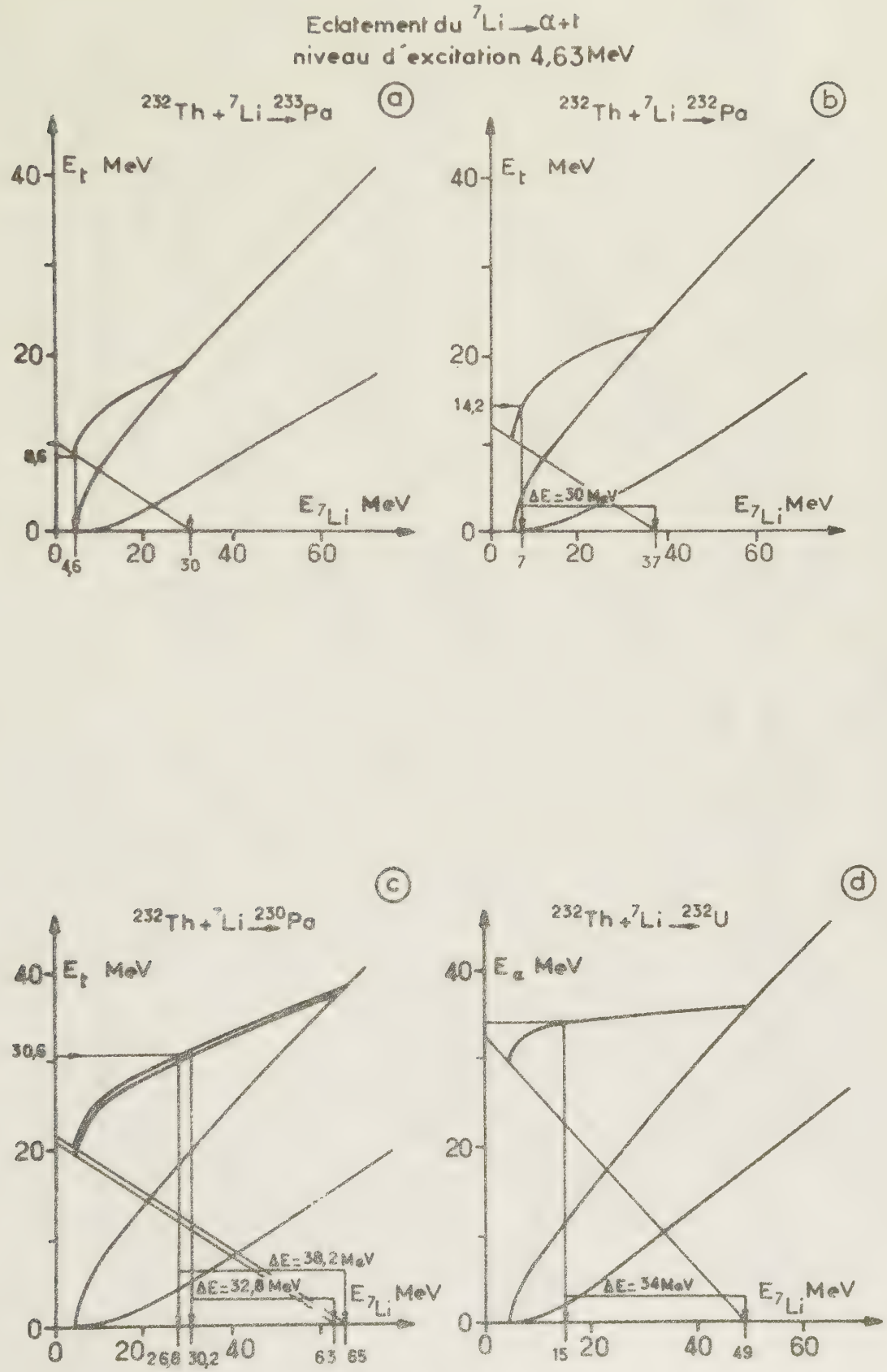

Eclatement du $^{7}Li \rightarrow \alpha + t$
niveau d'excitation 4,63 MeV
(a)
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{233}Pa$
E_t MeV
40
20
0
4,6
$E_{^7Li}$ MeV
0
4,6
20
30
40
60
(b)
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{232}Pa$
E_t MeV
40
20
14,2
0
$\Delta E = 30$ MeV
$E_{^7Li}$ MeV
0
7
20
37
40
60
(c)
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{230}Pa$
E_t MeV
40
30,6
20
0
$\Delta E = 38,2$ MeV
$\Delta E = 32,8$ MeV
$E_{^7Li}$ MeV
0
20
26,8
30,2
40
63
65
(d)
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{232}U$
E_α MeV
40
20
0
$\Delta E = 34$ MeV
$E_{^7Li}$ MeV
0
15
20
40
49
60

fig: 40.

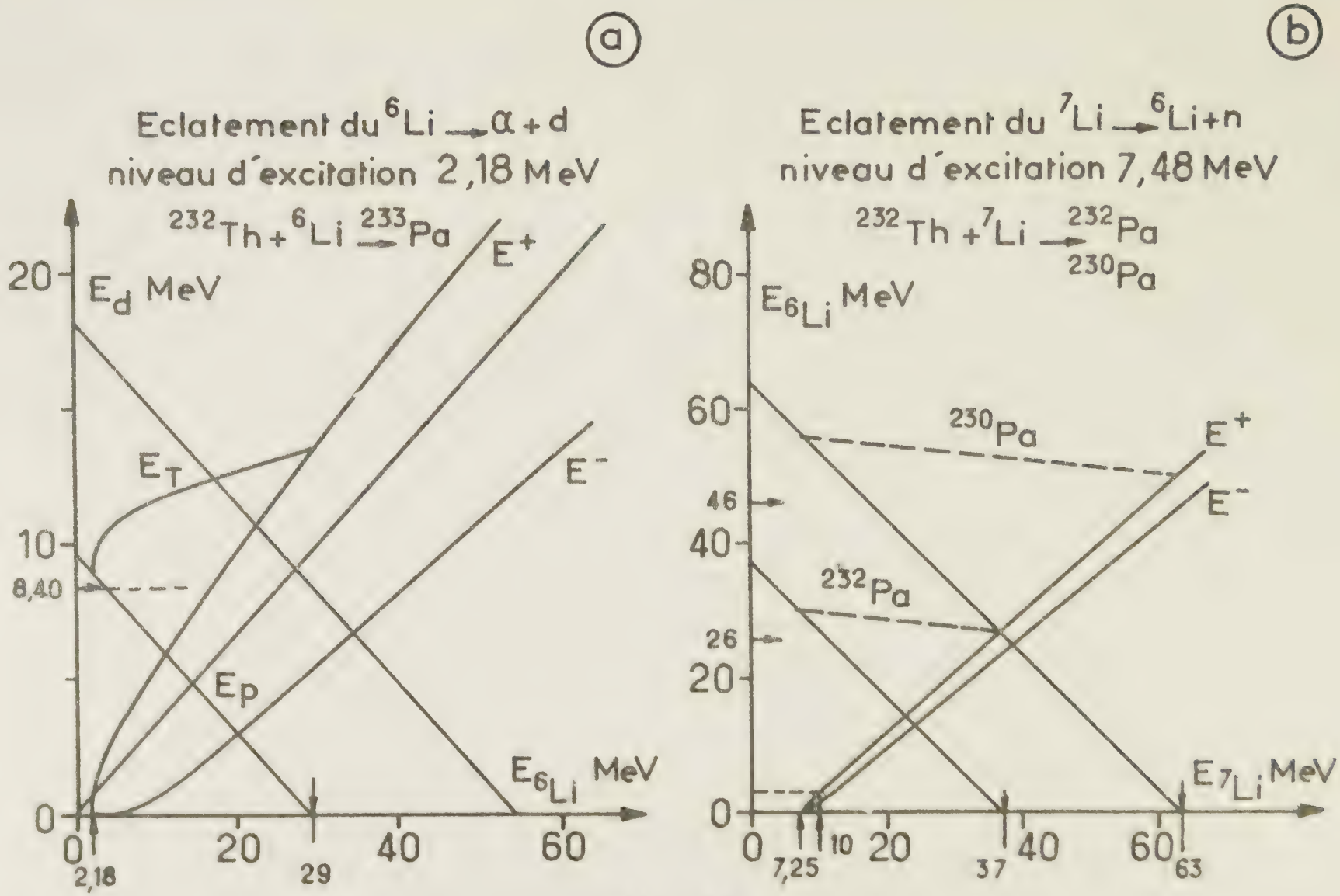

(a)
Eclatement du $^{6}Li \rightarrow \alpha + d$
niveau d'excitation 2,18 MeV
$^{232}Th + ^{6}Li \rightarrow ^{233}Pa$
E_d MeV
E^+
E^-
E_T
E_p
8,40
$E_{^6Li}$ MeV
0
2,18
20
29
40
60
(b)
Eclatement du $^{7}Li \rightarrow ^{6}Li + n$
niveau d'excitation 7,48 MeV
$^{232}Th + ^{7}Li \rightarrow ^{232}Pa$
^{230}Pa
$E_{^6Li}$ MeV
^{230}Pa
E^+
E^-
46
^{232}Pa
26
$E_{^7Li}$ MeV
0
7,25
10
20
37
40
60
63

fig: 41.

tion calculée (t, 2n) correspond juste à la valeur minimale du maximum de l'énergie des tritons issus d'un faisceau de ^{7}Li de 30 MeV . Cette valeur est en fait imposée par la fonction d'excitation de formation du noyau composé par triton sur le thorium. On ne peut donc en déduire, pour le ^{233}Pa, avec certitude le mécanisme de formation. Cependant, cette valeur de 8,6 MeV est très certainement une valeur maximum et il est probable que l'interaction dans ce cas n'a lieu que par stripping de l'ion incident.

Dans les trois autres cas, les résultats sont compatibles avec ce mode d'éclatement. Pour le cas du ^{230}Pa , qui est le plus défavorable du point de vue expérimental, on a effectué le calcul pour deux valeurs de seuil. On constate alors que pour toutes les déterminations de la perte d'énergie des ions ^{7}Li avant l'éclatement, on trouve un nombre très voisin ou supérieur à la barrière coulombienne que l'interaction se fasse après éclatement avec le triton ou avec la particule α .

On est donc conduit à admettre que les ^{7}Li subissent en moyenne un éclatement du type nucléaire dans leur interaction avec les noyaux de ^{232}Th conduisant à la formation d'un processus de fusion partielle avec un alpha ou un triton issu de l'éclatement. On peut alors essayer d'interpréter l'éclatement du ^{7}Li en $^{6}Li + n$ par ce mécanisme. Sur la figure 41 b , on a porté les courbes déterminées dans cette hypothèse : en abscisse, on porte l'énergie des ^{7}Li , et en ordonnée l'énergie des ^{6}Li issus de l'éclatement. Dans les deux cas ^{232}Pa et ^{230}Pa , les seuils expérimentaux des fonctions d'excitation par ^{6}Li sont en désaccord avec les valeurs possibles de l'énergie totale pour ce mode d'éclatement. Dans ces trois cas, on doit supposer un mode d'interaction en deux étapes pour le processus initial conduisant à la formation de précurseur. Il est possible que ce mécanisme nécessite une plus grande énergie que celle calculée à partir des résultats de la deuxième étape seule. On ne peut donc pour celui-

ci donner de conclusion définitive.

III. A. 2 Réactions par ^{10}B et ^{11}B

Pour les ions B , on a porté sur le tableau 11 les mêmes valeurs que dans le cas du Li . Une première constatation s'impose : dans le cas du ^{10}B , l'énergie seuil de la réaction donnant du ^{232}Pa se situe au-dessus du seuil de la réaction donnant ^{233}Pa en opposition avec les résultats obtenus avec les ions ^{6}Li . De plus, les écarts entre les valeurs des seuils pour les réactions donnant les mêmes isotopes ^{230}Pa et ^{232}Pa pour les ions ^{10}B et ^{11}B respectivement 19 MeV et 9,5 MeV sont très différents, et en particulier beaucoup plus différents que dans le cas des ions Li où l'on a : 17 MeV et 11 MeV . Enfin, l'allure de la fonction d'excitation de la réaction $^{232}Th + {}^{10}B \longrightarrow {}^{232}Pa$ est très significative (fig. 22) . Elle présente une montée brusque au niveau de la barrière coulombienne suivie d'un large plateau vers les hautes énergies.

Ces trois remarques permettent de penser que le ^{10}B ne subit pas dans ce type de réaction d'éclatement coulombien, mais une interaction nucléaire de surface.

Si on se rapporte maintenant aux schémas des niveaux du ^{10}B et ^{11}B , on peut voir que dans les deux cas, l'énergie nécessaire pour obtenir la scission en deux agrégats est nettement plus élevée que dans le cas du ^{6}Li , si on suppose un mécanisme d'excitation suivi d'éclatement. D'autre part, les possibilités de scission sont plus grandes, par exemple le ^{11}B peut donner $\alpha + {}^{7}Li$ ou $^{10}B + n$ ou encore $t + {}^{8}Be$; ces trois modes d'éclatement demandant des énergies d'excitation voisines. De plus, dans ces trois éventualités, un au moins des agrégats formés peut conduire à une nouvelle scission, et cette coupure peut, a priori, provenir de niveaux d'excitation plus ou moins élevés : par exemple, on peut supposer que le ^{7}Li provenant de la scission du ^{11}B peut donner $\alpha + t$ en passant par un niveau

excité de 4,77 , 6,54 ou 7,44 MeV , puisque le champ nucléaire est tel qu'il a permis la scission du ^{11}B par passage à une énergie d'excitation d'au moins 8,92 MeV .

Pour le bore, il est donc plus difficile d'appliquer le calcul sur les seuils comme on a pu le faire dans le cas du Li . D'autre part, la valeur de l'énergie d'excitation nécessaire à l'éclatement est nettement plus élevée aussi bien pour le ^{10}B que pour le ^{11}B , et une transition par excitation coulombienne est improbable comme le montreront les calculs ultérieurs. On peut donc essayer d'appliquer en sens inverse la méthode précédente, et donc de déterminer quel est le mode d'éclatement qui conduit à une perte d'énergie des ions bore voisine de la barrière coulombienne, c'est-à-dire légèrement inférieure au seuil du noyau composé.

Dans le cas du ^{11}B , nous avons porté sur la figure 42 le graphique correspondant aux différentes possibilités d'éclatement de cet ion.

Dans le cas de l'éclatement $^{11}B \longrightarrow {}^{8}Be + t$, on peut directement effectuer la comparaison avec les seuils des réactions par triton. En pointillés, nous avons porté les courbes correspondant à un éclatement passant par le niveau d'excitation de 11,46 MeV du ^{11}B . Aucune des valeurs mesurées ainsi ne correspond à une perte d'énergie au moment de l'éclatement voisine de la barrière coulombienne. Cependant, on pourrait expliquer le seuil du ^{232}Pa dans ce cadre en supposant que le ^{11}B passe par le niveau d'excitation de 13,16 MeV avant de se désintégrer en $t + {}^{8}Be$. Le calcul montre que l'on aurait alors une perte d'énergie de 47 MeV assez voisine de la barrière coulombienne, cependant ce niveau d'énergie n'explique pas le seuil de la fonction d'excitation correspondant au ^{230}Pa . On peut donc, pour deux raisons, rejeter ce mode d'éclatement. Pour donner une explication d'un des seuils, on a été amenés à supposer une excitation à un niveau d'énergie supérieur aux premiers niveaux excités pouvant conduire à l'éclatement

SEUILS DE REACTION

$^{232}Th + B$

Tableau n° 11

	^{10}B							^{11}B							
	p	d	t	α	^{6}Li	^{7}Li	Exp	p	d	t	α	^{6}Li	^{7}Li	^{10}B	Exp
^{236}Np					16,8	25,2						18,5	27,7	48,9-16,5	
^{233}Pa	0	41,5 0	26,7 10,1	57,5	47,2 44,7-0	43,8 49,4-7,9	51	0	46,2 0	29,4 11,2	63	53,1 49,1-0	47,2 54,3-8,8		49
^{232}Pa	78 10,6	41,5 16,5	47,7 31,8	74,5	43,3 58,2-8,13	52,8 58,9-17,6	53	85,8 11,6	46,2 18,1	52,4 35	82	47,7 64,0-8,9	58,1 64,7-19,3		62,5
^{230}Pa	183 133	95 77,8	102 72,7	108	76,8 77,2-29,2	90 76,6-35,7	69	205 146	104,5 85,5	112 80	119	84,2 84,8-32	99 84,2-39,3		88

BARRIERES COULOMBIENNES

$Th + {}^{10}B \longrightarrow 56$ MeV

$Th + {}^{11}B \longrightarrow 56$ MeV

$^{232}Th + {}^{7}Li$ 32,2 | ^{10}B 46 ; ^{11}B 50,6

Th + t 11,4 | ^{10}B 38 ; ^{11}B 41,7

$^{232}Th + {}^{6}Li$ 32,2 | ^{10}B 53,7 ; ^{11}B 59,1

Th + d 10,6 | ^{10}B 57 ; ^{11}B 62,7

$^{232}Th + \alpha$ 23 | ^{10}B 57,6 ; ^{11}B 63,2

Th + p 11,4 | ^{10}B 114 ; ^{11}B 125

envisagé, ce qui est peu probable. Deuxièmement, les résultats sur le ^{6}Li et ^{7}Li ont montré qu'un mode d'éclatement donné expliquait à la fois le seuil du ^{230}Pa et du ^{232}Pa , ce qui n'est pas le cas ici.

Dans le cas où ^{11}B donne $^{10}B + n$ ou $\alpha + {}^{7}Li$, la comparaison directe avec les seuils expérimentaux ne donne aucun résultat significatif.

Pour ces deux modes d'éclatement, la comparaison avec des ions monochargés ne peut se faire directement. Dans les deux cas, les particules de charge un ne se forment pas dans le premier éclatement, et on doit supposer qu'une deuxième coupure conduise à la formation de proton, deuton ou triton.

Nous allons traiter le cas de la coupure $^{11}B \longrightarrow \alpha + {}^{7}Li$ car le ^{7}Li , comme nous l'avons vu précédemment, donne une coupure $\alpha + t$ assez nette tandis que le ^{10}B peut donner une grande variété de désintégrations. Le calcul est alors effectué en deux étapes. Sur la figure 42 c , on détermine l'énergie cinétique maximale des ^{7}Li issus de l'éclatement $^{11}B \longrightarrow \alpha + {}^{7}Li$ en fonction de la perte d'énergie des ions incidents dans le champ du noyau. On reporte cette valeur sur la figure 42 d , ce qui permet de calculer en fonction de l'énergie des ^{7}Li l'énergie totale des tritons. On peut donc ainsi définir quelle est la valeur de l'énergie des ^{7}Li et donc des ^{11}B qui donne une valeur égale au seuil de la réaction expérimentale en tritons. Pour ces calculs, on a utilisé les courbes E^{+} pour les niveaux d'énergie de 4,63 , 6,54 et 7,47 MeV du ^{7}Li , ainsi que les niveaux de 8,92 et 9,28 MeV du ^{11}B .

Pour le ^{232}Pa , on obtient une perte d'énergie pour les ions ^{11}B de 46,5 à 47,5 MeV au moment de l'éclatement en utilisant le niveau de 4,63 MeV en ^{7}Li . Les autres niveaux d'excitation conduiraient à de plus grandes valeurs de l'énergie cinétique des ions ^{7}Li au moment de l'éclatement et donc à une perte d'énergie plus faible pour le ^{11}B et expliquent

donc moins bien le phénomène.

Dans le cas du ^{230}Pa , on est amené, pour obtenir une valeur cohérente avec la première, de supposer par contre le passage du ^{7}Li par un niveau d'excitation de 7,47 MeV. On obtient alors une valeur de 46,6 MeV pour la perte d'énergie des ^{11}B au moment de l'éclatement. Ces deux valeurs sont les plus élevées que l'on puisse obtenir par ce type de calcul. Il semble cependant qu'elles soient un peu faibles pour pouvoir expliquer un éclatement nucléaire. On peut comprendre cet écart si on tient compte du fait que les niveaux d'énergie que l'on a utilisés correspondent à un noyau libre dans l'espace et que leur distribution ainsi que leur hauteur peuvent être modifiées lorsque le noyau se trouve dans des gradients de champ aussi intenses que ceux des champs coulombiens des noyaux ou des champs nucléaires.

La meilleure explication pour l'éclatement du ^{11}B au niveau des seuils consiste donc à supposer une scission de l'ion en un α et un ^{7}Li en passant par un niveau d'excitation voisin de 9 MeV suivi d'une scission du ^{7}Li en $\alpha + t$ en passant par un niveau d'excitation inférieur à 9 MeV .

Pour le ^{10}B , sur la figure 43 a , nous avons porté les graphiques correspondant aux deux éclatements les plus probables. Dans le cas de la formation directe de deutons, on peut faire les mêmes remarques que pour le ^{11}B . La valeur de 19 MeV du seuil de la réaction (d, ?n) est trop élevée pour être obtenue lors de l'éclatement nucléaire du ^{11}B . Pour le cas du ^{232}Pa , cette réaction donnerait par contre trop d'énergie. Par exemple, si on suppose que l'ion ^{10}B éclate en donnant $d + ^{8}Be$, après avoir perdu toute l'énergie cinétique disponible dans ce mode d'éclatement soit 47 MeV, on obtient un deuton de 9,5 MeV donc au-dessus du seuil de la réaction par deuton (8,4 MeV) . Si on admet que l'éclatement du ^{10}B ne peut

avoir lieu que près du noyau cible, on peut comprendre que ce processus qui, à cette énergie là a dépassé son seuil, conduise à une fonction d'excitation présentant une montée brusque au-delà de cette énergie. Il semble donc que comme pour le bore 11 , une énergie de l'ordre de 47 MeV est capable de conduire l'ion incident dans un gradient de champ suffisant pour qu'il subisse un éclatement.

Si on suppose maintenant une coupure en deux étapes : $^{10}B \longrightarrow \alpha + {}^{6}Li$ suivi de $^{6}Li \longrightarrow \alpha + d$, on peut construire (fig. 43 b et 43 c) les mêmes diagrammes que dans le cas du ^{11}B .
Pour trouver une valeur cohérente de la perte d'énergie des ions bore pour les deux cas ^{232}Pa et ^{230}Pa , on est amené à faire intervenir des états d'excitation multiples du noyau ^{6}Li . On trouve une valeur de 45 MeV de la perte d'énergie dans le cas du ^{232}Pa en faisant appel au niveau de 2,18 MeV du ^{6}Li et de 47 MeV pour le ^{230}Pa en supposant les excitations à 4,77 MeV pour le ^{10}B et 7,4 MeV pour le ^{6}Li . Dans ce dernier cas, on a fait appel à un niveau d'excitation du ^{6}Li plus élevé que celui qui a été utilisé pour le ^{10}B . On peut retrouver cependant un résultat comparable en utilisant les niveaux d'excitation de 5,92 MeV du ^{10}B correspondant à une résonance aïgue de la capture radiative des α par le ^{6}Li et le niveau de 4,52 MeV du ^{6}Li . Les zones hachurées des figures 43 c et 43 d donnent la variation des résultats pour les diverses étapes de la détermination graphique.

On remarque, pour le ^{10}B comme pour le ^{11}B , que les variations d'énergie cinétique de l'ion incident entre l'énergie du faisceau et l'énergie de l'éclatement se situe entre 45 et 50 MeV et semble donc légèrement trop faible pour expliquer l'éclatement nucléaire. A l'hypothèse précédente sur la hauteur en énergie des niveaux d'excitation, on peut ajouter le fait qu'au moment où il est créé, l'ion ^{6}Li ou l'ion ^{7}Li a déjà franchi une partie de la barrière coulombienne de la cible, et que donc il n'est soumis

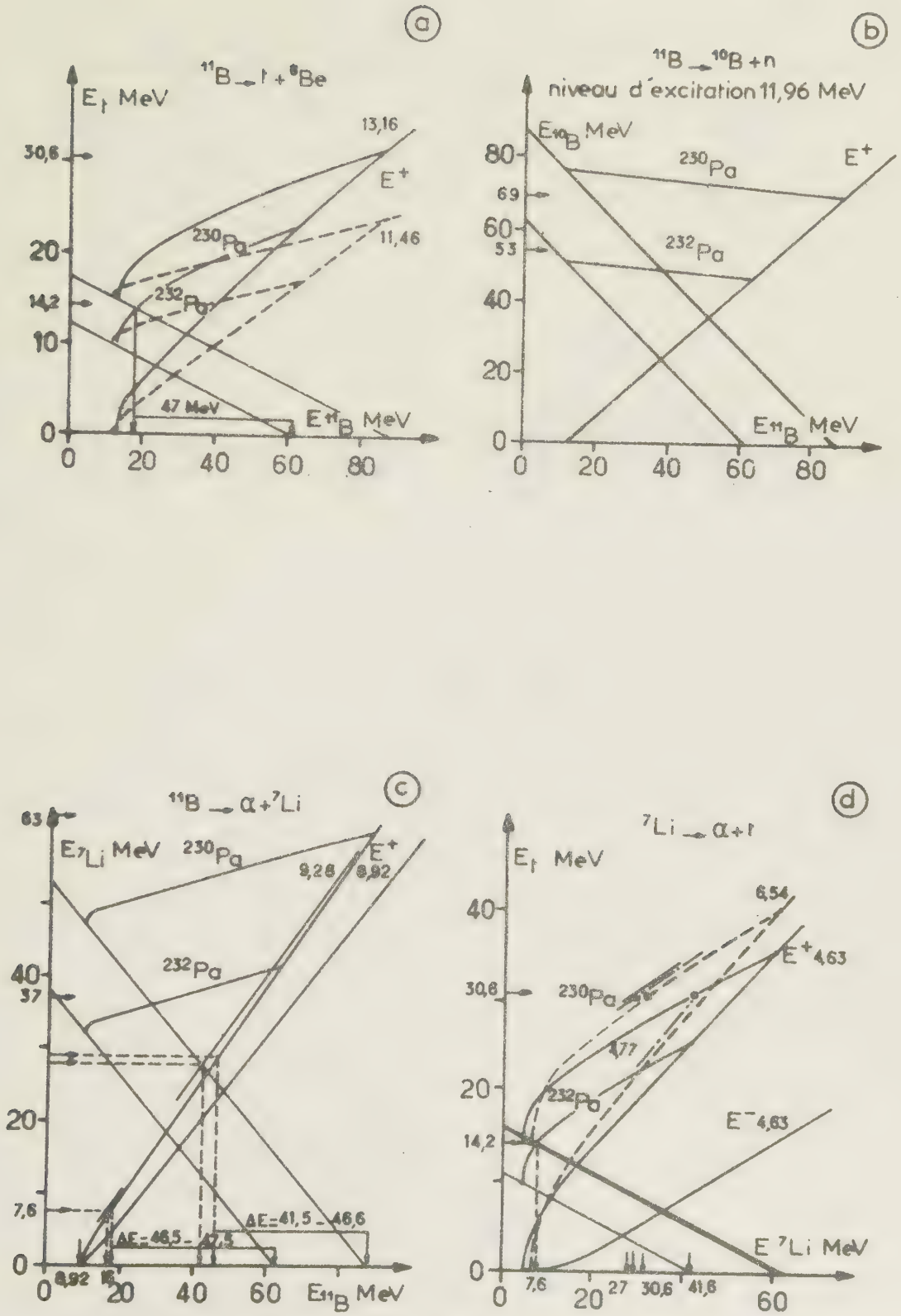
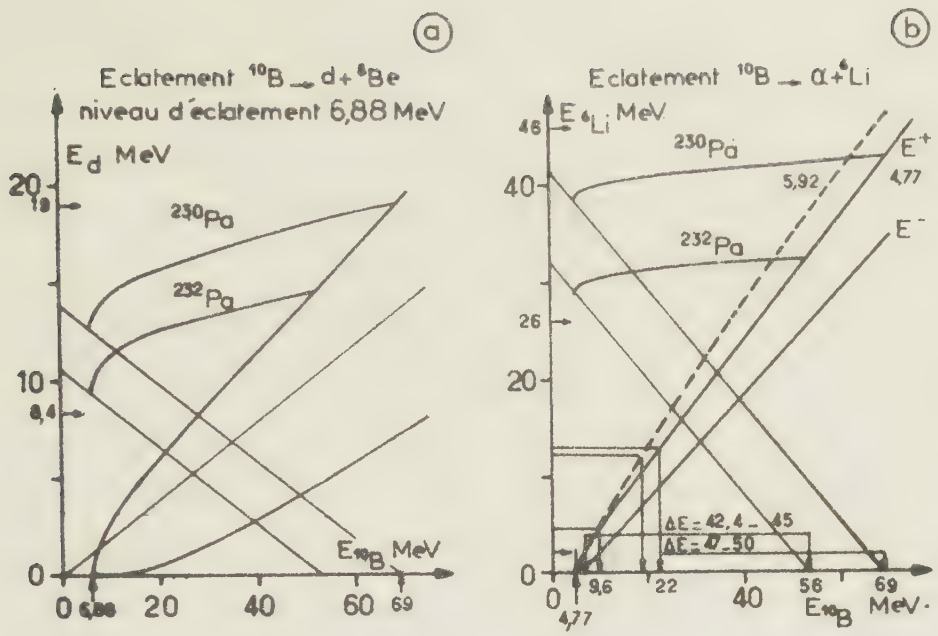

a
$^{11}B \rightarrow t + {}^{8}Be$
E_t MeV
30,6
20
14,2
10
0
13,16
E^+
11,46
^{230}Pa
^{232}Pa
47 MeV
E^{11}_B MeV
0 20 40 60 80
b
$^{11}B \rightarrow {}^{10}B + n$
niveau d'excitation 11,96 MeV
$E_{^{10}B}$ MeV
80
69
60
53
40
20
0
^{230}Pa
E^+
^{232}Pa
$E_{^{11}B}$ MeV
0 20 40 60 80
c
$^{11}B \rightarrow \alpha + {}^{7}Li$
63
$E_{^7Li}$ MeV
^{230}Pa
E^+
9,28
8,92
^{232}Pa
40
37
20
7,6
0
8,92
$\Delta E = 46,5 - 7,5$
$\Delta E = 41,5 - 46,6$
0 20 40 60 $E_{^{11}B}$ MeV
d
$^{7}Li \rightarrow \alpha + t$
E_t MeV
40
6,54
E^+ 4,63
30,6
^{230}Pa
4,77
20
^{232}Pa
E^- 4,63
14,2
0
$E\ ^{7}Li$ MeV
7,6
20 27 30,6 41,6
60

fig:42.


a
Eclatement $^{10}B \rightarrow d + {}^{8}Be$
niveau d'éclatement 6,88 MeV
E_d MeV
20
19
10
8,4
0
^{230}Pa
^{232}Pa
$E_{^{10}B}$ MeV
0 6,88 20 40 60 69
b
Eclatement $^{10}B \rightarrow \alpha + {}^{6}Li$
$E_{^{6}Li}$ MeV
48
40
26
20
0
^{230}Pa
^{232}Pa
5,92
E^+
4,77
E^-
$\Delta E = 42,4 - 45$
$\Delta E = 47 - 50$
0 4,77 9,6 22 40 56 69
$E_{^{10}B}$ MeV

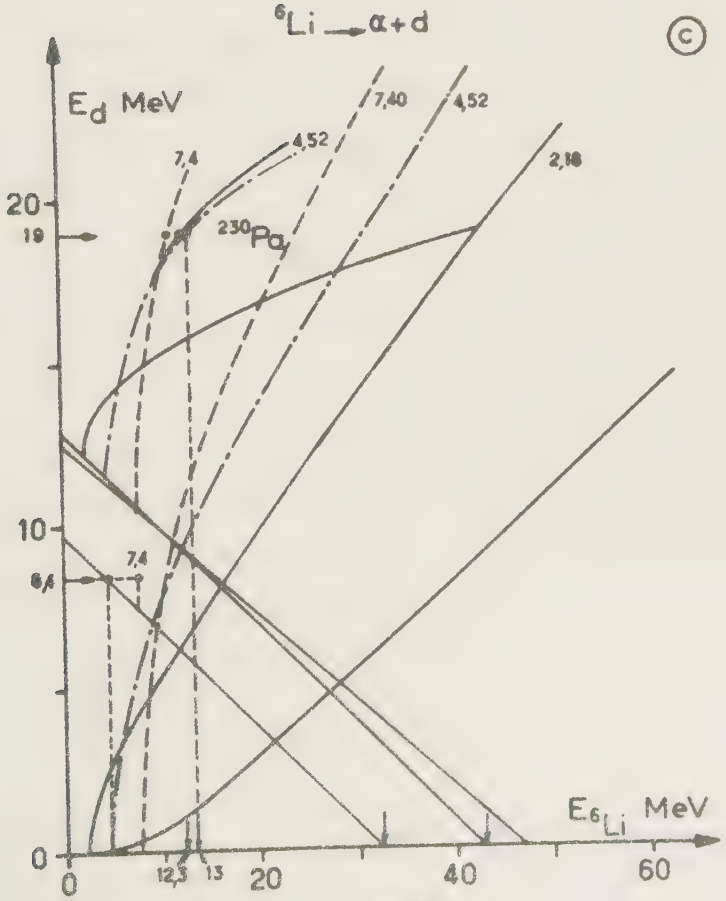

$^{6}Li \rightarrow \alpha + d$
c
E_d MeV
20
19
10
8,4
0
7,4
4,52
7,40
4,52
2,18
^{230}Pa
7,4
$E_{^{6}Li}$ MeV
0 12,5 13 20 40 60

Fig: 43.

qu'à une barrière de potentiel moins large que celle qu'il doit franchir lorsqu'il constitue lui-même le faisceau incident, sa pénétrabilité est donc plus grande, et on peut supposer logiquement que les seuils dans ces cas là sont déplacés vers des énergies plus basses.

En conclusion, cette étude sur les seuils de réaction a montré que les éclatements des ions légers Li et B dans le champ d'un noyau très lourd sont compatibles avec un processus faisant intervenir des états excités de ces ions. Au niveau des seuils, les interactions conduisant aux isotopes ^{230}Pa et ^{232}Pa s'interprètent bien par la désexcitation de "précurseurs" formés par fusion partielle de deutons dans le cas du ^{6}Li et ^{10}B et de tritons dans le cas de ^{7}Li et ^{11}B. Ces éclatements mettent donc en évidence l'importance des structures α dans ce type d'ions qui ne sont pas eux-mêmes formés de nombre complet de sous-structures alpha. Pour les ions bore, les réactions au niveau des seuils sont bien interprétés par des éclatements en deux étapes avec pour le ^{10}B une contribution possible de l'éclatement simple. Enfin, le gradient de champ permettant l'éclatement ne dépend que peu de l'énergie incidente. Cette dernière remarque va permettre une étude plus complète sur les fonctions d'excitation prise dans leur ensemble.

III. B ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DES FONCTIONS D'EXCITATION

Les calculs précédents montrent que, quelle que soit l'énergie, au seuil de la fonction d'excitation que l'on considère, la profondeur à laquelle doit pénétrer l'ion incident dans le champ coulombien pour que puisse se produire l'éclatement de cet ion est pratiquement constante. On est donc tenté, après avoir comparé les seuils expérimentaux des fonctions obtenues avec les seuils expérimentaux ou théoriques d'ions plus légers p, d, t, α, de comparer les fonctions d'excitation dans leur ensemble. Cette étude

peut, a priori, apporter deux types de renseignements nouveaux.

Au niveau des seuils de réaction, le mécanisme d'interaction peut être unique, mais on peut le supposer plus complexe à plus haute énergie. On peut donc, dans ces comparaisons, étudier d'autres types d'éclatement et tester leur compatibilité avec les fonctions d'excitation.

L'allure des courbes devrait donner une idée de la variation de la probabilité d'éclatement en fonction de l'énergie. En effet, le calcul ne tient pas compte de ce paramètre. Si on donne donc globalement une certaine probabilité à un type d'éclatement donné indépendamment de l'énergie incidente, on doit en considérant les écarts obtenus, avoir une idée des variations avec l'énergie de probabilités d'éclatement suivi de transfert.

Pour chaque énergie de l'ion incident, on calcule la bande d'énergie des particules secondaires formées. Pour cela, on suppose que l'éclatement a lieu à une profondeur constante définie dans l'étude précédente. A l'énergie potentielle constante au moment de l'éclatement, on ajoute l'énergie cinétique définie entre les limites E^- et E^+. On suppose alors que toutes les énergies des agrégats sont aussi probables à l'intérieur de ces limites. On calcule, par la méthode des trapèzes, l'intégrale de la fonction d'excitation obtenue pour le même isotope avec l'agrégat considéré et on en déduit en divisant ce résultat par la bande d'énergie précédemment calculée la valeur moyenne de la section efficace de ce type d'interaction. La variation de l'énergie initiale conduira à la fonction d'excitation.

Nous allons étudier successivement les interactions du thorium avec les ions ^{6}Li, ^{7}Li, ^{10}B et ^{11}B conduisant aux fonctions d'excitation des ^{230}Pa, ^{232}Pa, ^{232}U. Nous laisserons de côté le ^{233}Pa qui correspondrait à un transfert de neutrons et pour lequel le traitement classique que nous voulons appliquer est difficilement acceptable.

III. B. 1 ^{6}Li

Sur la figure 44 , on a porté les résultats obtenus dans le cas du ^{6}Li .

La figure 44 a représente les résultats du calcul où l'éclatement aurait lieu très loin du noyau de thorium. Dans ces conditions, aucune des énergies d'excitation envisagée ne donne de résultats cohérents avec l'expérience. La modification obtenue (fig. 44 b) , quant aux seuils par l'introduction de l'énergie de ralentissement avant éclatement donne une courbe en accord avec les points expérimentaux. Cependant, ce calcul ne peut pas expliquer la forme à deux maxima de fonction d'excitation du ^{6}Li . Si on prolongeait la courbe correspondant à ce second maximum vers les basses énergies, on obtiendrait approximativement le même seuil que dans le cas du ^{7}Li . D'autre part, l'écart entre les deux maximums est voisin de 10 MeV . Si on suppose que ceux-ci correspondent à des mécanismes différents et que la croissance des courbes correspondantes est identique, on obtiendrait pour le mécanisme à haute énergie un seuil de 36 MeV en accord avec celui du ^{7}Li . Considérons maintenant les niveaux d'énergie pouvant conduire à un autre type d'éclatement. On peut voir alors que les éclatements $^{6}Li \longrightarrow {}^{5}He + p$ ou $^{6}Li \longrightarrow {}^{4}He + p + n$ sont ceux qui demandent le moins d'énergie. Pour le premier, il suffit de 5,35 MeV . Si on suppose, comme pour le ^{7}Li , que ce type d'éclatement nécessite une perte d'énergie de 30 MeV , il faut donc du point de vue énergétique pour que ce type de mécanisme ait lieu que l'ion incident ait une énergie de 35 à 36 MeV , ce qui est en accord avec l'expérience.

La courbe à deux maximums s'explique donc bien si on suppose que dans le champ coulombien le ^{6}Li subit en partie un premier éclatement pouvant conduire à un processus de fusion partielle avec le deuton qui en est issu et qu'ensuite dans le champ nucléaire une fraction des ions non désintégrés subit un nouveau type d'éclatement pouvant conduire au même

transferts différents. Les courbes de la figure 44 b montrent d'autre part que l'accord est plus satisfaisant pour une énergie d'excitation de 2,18 MeV que pour une énergie de 4,52 MeV et ceci reste vrai même si on fait varier l'énergie de ralentissement avant l'éclatement considéré. Les courbes de la fig. 44 b s'étalent par contre beaucoup trop vers les hautes énergies. On doit donc s'attendre à ce que la probabilité d'éclatement suivie de transfert décroîsse avec l'énergie.

Pour le ^{230}Pa , des courbes similaires ont été portées sur les figures 44 c et 44 d . Quant au seuil, l'influence de l'énergie de ralentissement est bien moindre. La figure 39 montre qu'au-delà de 15 MeV la courbe E^+ est parallèle à la droite donnant l'énergie cinétique d'éclatement dans le rapport des masses, c'est-à-dire que les modifications dues à l'énergie de ralentissement sont constantes vers les hautes énergies utilisées. Sur ces figures, ainsi que sur les suivantes, on a dû multiplier les résultats du calcul par un facteur inférieur à 1 , pour normaliser arbitrairement les courbes calculées avec le point expérimental de plus haute énergie. Ceci est en accord avec ce qui a été dit précédemment sur le ^{232}Pa . La probabilité de ce type d'interaction est beaucoup plus faible à haute énergie qu'à basse énergie. D'autre part, dans le cas du ^{230}Pa formé par l'intermédiaire du niveau excité de 2,18 MeV , la pente est, semble-t-il, trop brutale. On peut donc admettre que même dans un domaine d'énergie assez faible les variations de la probabilité d'interaction après éclatement ne sont pas négligeables dans le cas du ^{6}Li .

III. B. 2 ^{7}Li

On a porté sur la figure 45 les courbes semblables pour le cas du ^{7}Li .

Concernant ^{232}Pa , la fonction d'excitation ne présente pas de maximum comme pour le cas du ^{6}Li . Ceci est en accord avec les

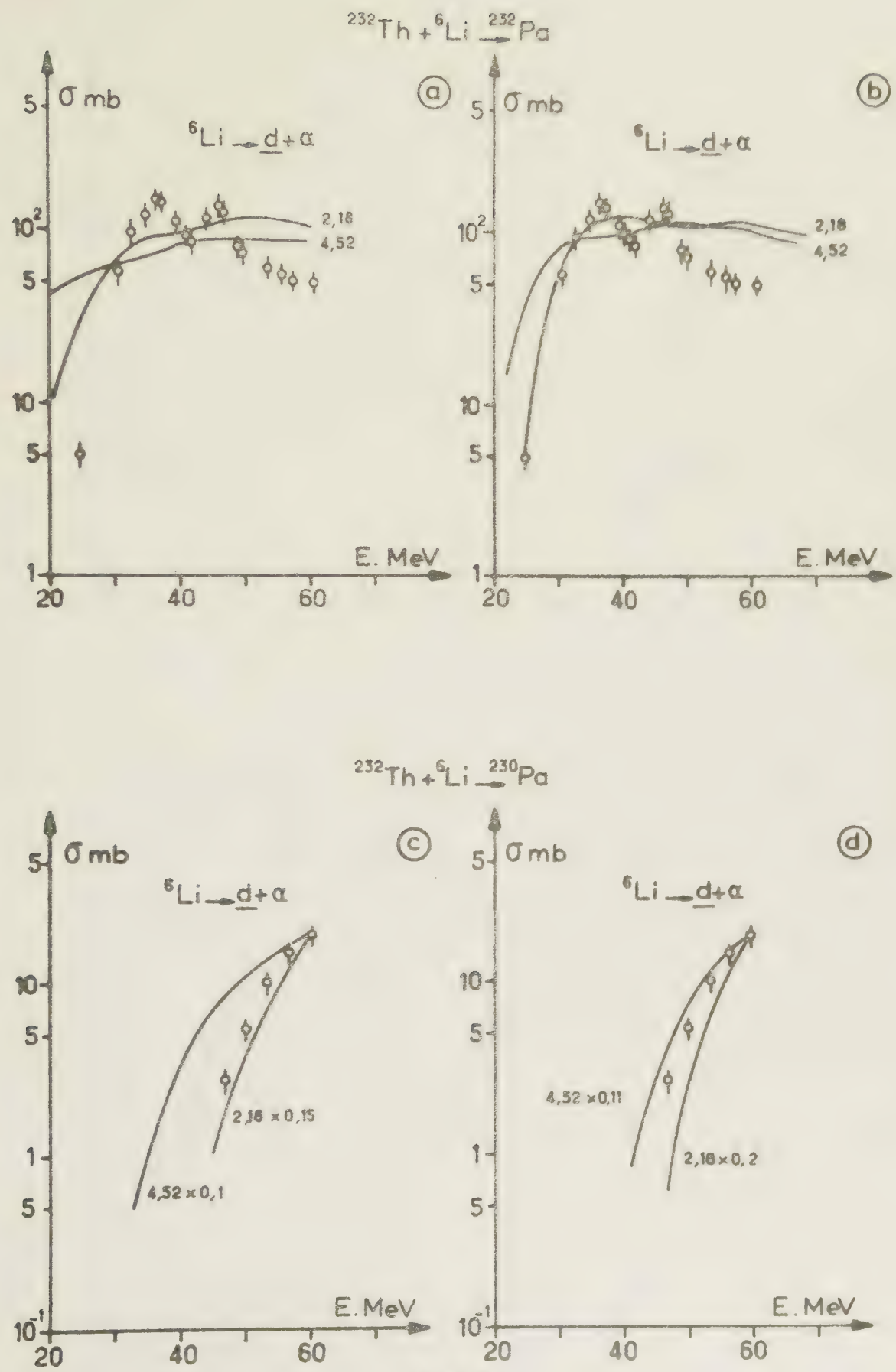

$^{232}Th + ^{6}Li \rightarrow ^{232}Pa$
a
b
σ mb
$^{6}Li \rightarrow d + \alpha$
2,18
4,52
E. MeV
$^{232}Th + ^{6}Li \rightarrow ^{230}Pa$
c
d
4,52 x 0,1
2,18 x 0,15
4,52 x 0,11
2,18 x 0,2

fig: 44.

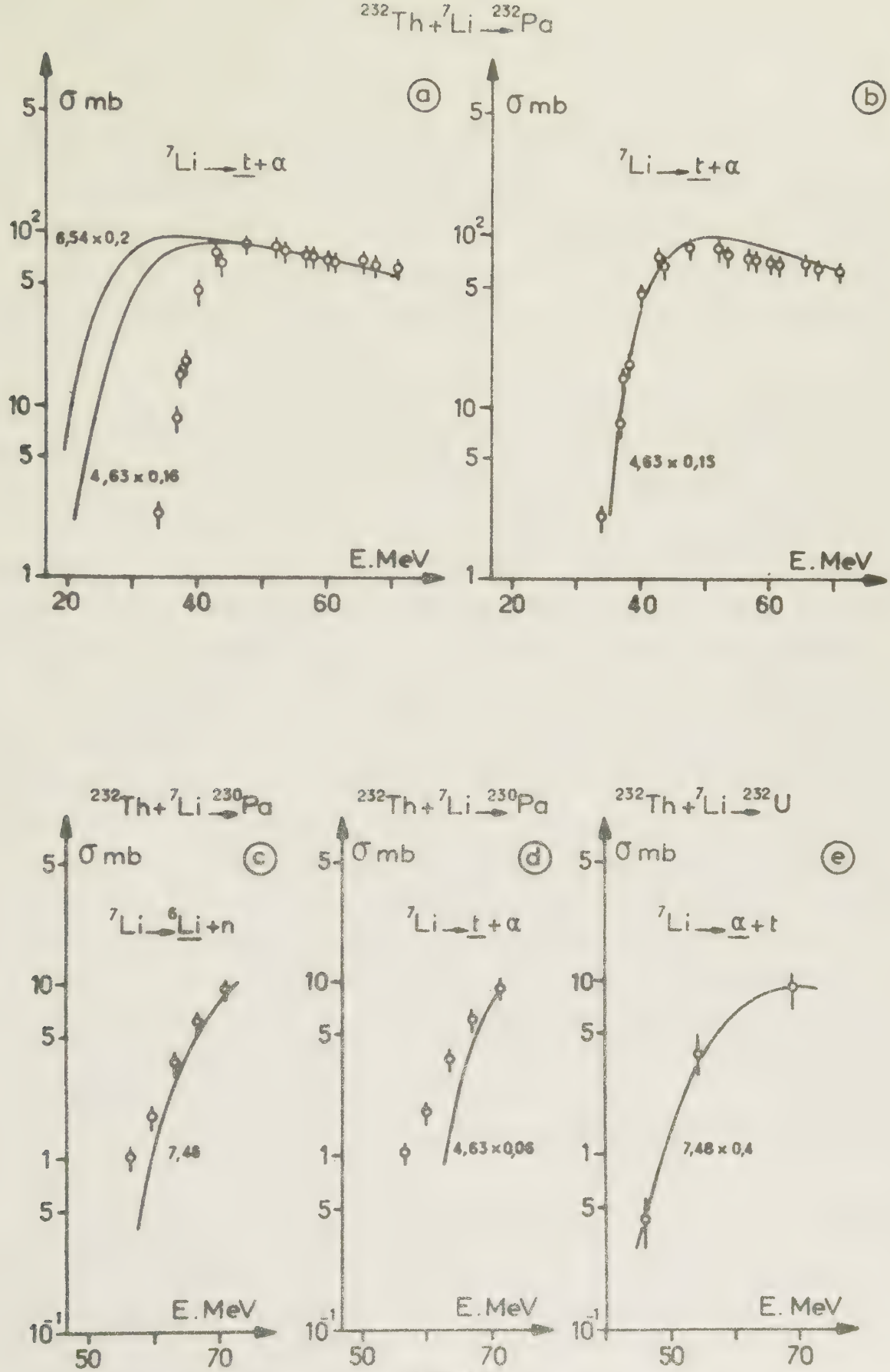

232Th + 7Li → 232Pa
a
σ mb
7Li → t + α
6,54 × 0,2
4,63 × 0,16
E. MeV
b
σ mb
7Li → t + α
4,63 × 0,15
E. MeV
232Th + 7Li → 230Pa
c
σ mb
7Li → 6Li + n
7,48
E. MeV
232Th + 7Li → 230Pa
d
σ mb
7Li → t + α
4,63 × 0,06
E. MeV
232Th + 7Li → 232U
e
σ mb
7Li → α + t
7,48 × 0,4
E. MeV

Fig: 45.

résultats de OLLERHEAD et al [116] . Pour le ^{7}Li , en effet, le nombre de protons, deutons et tritons formés est comparable. Donc, au-dessus du seuil de la réaction où le mécanisme est essentiellement dû à un éclatement en triton et alpha, la fonction d'excitation peut être la somme d'un nombre de mécanismes plus grand que dans le cas du ^{6}Li et conduire à une courbe sans structure.

Les différences entre les courbes 45 a et 45 b montre l'influence de l'introduction de l'énergie de ralentissement dans la position du seuil des courbes calculées. La partie de la courbe calculée en 45 b reproduit bien les points expérimentaux du seuil de la réaction. Par contre, on a normalisé, en multipliant la courbe calculée par un facteur 0,15 , tandis que pour le ^{6}Li , les valeurs rapportées sont directement celles du calcul. Cette différence pourrait s'introduire lorsque l'on détermine la valeur absolue de la fonction (t, 3n) sur le thorium. Il ne semble pas cependant qu'on puisse obtenir ainsi le facteur correctif de 0,15 . Il est plus probable que les différences proviennent des mécanismes et des probabilités d'éclatement des ions ^{6}Li de structure très lache et ^{7}Li plus lié.

Sur la figure 45 c et 45 d , on a porté les résultats pour le ^{230}Pa dans les cas où ^{7}Li se désintègre en $^{6}Li + n$ ou $\alpha + t$. L'accord semble meilleur dans le premier de ces deux cas.

Enfin, pour l'^{232}U (fig. 45 e) , la courbe est en accord avec un éclatement du type $\alpha + t$ avec un facteur de normalisation de 0,4 .

III. B. 3 Interaction des ions B

On peut faire ici deux remarques avant de traiter de chacun des cas.

Tout d'abord les maximums des fonctions correspondantes pour le ^{10}B et ^{11}B sont nettement au-dessous des maximums correspondants pour les Li . On passe pour le ^{232}Pa et les ions ^{6}Li , ^{7}Li , ^{10}B et ^{11}B

respectivement de 100 mb , en retranchant la traîne du premier maximum d'après les calculs de III. C , à 80 mb , 45 mb et 40 mb . Ceci correspond à des énergies d'excitation pour le mécanisme envisagé de l'ordre de 5 MeV dans le cas des Li et de 9 à 13 dans le cas des bore. On peut donc penser que la probabilité de transition est une fonction décroissance de l'énergie d'excitation nécessaire à la désintégration.

D'autre part, l'analyse des seuils a montré que si on suppose un éclatement en deux étapes, on peut expliquer les valeurs expérimentales, si on admet que l'éclatement des ions ^{6}Li et ^{7}Li formés a lieu dans certains cas par l'intermédiaire d'énergies d'excitation supérieures aux énergies nécessaires à la désintégration. Dans ces conditions, la comparaison entre les courbes du ^{11}B et du ^{7}Li ou ^{10}B et ^{6}Li ne pourra être qu'approximative. Elle ne pourrait rigoureusement se faire qu'avec des fonctions d'excitation en ^{6}Li ou ^{7}Li , obtenues par un mécanisme fictif où l'ion Li incident serait excité à une énergie supérieure à ce qu'il est lorsqu'il interagit seul, avant de se scinder en $\alpha + t$ par exemple.

Pour chaque fonction, on donne sur la figure de gauche les résultats lorsqu'on calcule l'éclatement sans tenir compte de l'énergie de ralentissement que l'on ajoute au calcul conduisant aux figures de droite.

B. 3. 1 ^{10}B

Dans les deux figures relatives au ^{232}Pa , on peut voir que l'introduction de l'énergie de ralentissement ne permet pas de donner une bonne représentation des résultats expérimentaux. Ce qui a été dit ci-dessus s'applique pleinement. Le seuil de la réaction par deutons se trouve en-dessous du seuil expérimental ; on ne peut le comprendre que si, à cette énergie, la probabilité de ce type d'éclatement est très faible. Dans le cas d'un éclatement en $\alpha + {}^{6}Li$, le seuil expérimental est bien représenté. Ceci est compatible avec une plus faible énergie d'excitation avant éclatement $d + {}^{8}Be$.

Cependant, à une énergie plus élevée, la fonction calculée suivant ce mode d'éclatement décroît trop vite pour expliquer toute la fonction expérimentale. On doit donc admettre que pour une énergie supérieure au seuil de la réaction, au moins deux mécanismes interviennent et conduisent à la formation de ^{232}Pa.

Pour le ^{230}Pa, l'introduction de l'énergie d'éclatement ne modifie que très peu la forme des courbes. Le calcul pour les deux types de mécanismes envisagés donne des courbes dont la pente est trop abrupte pour reproduire fidèlement les valeurs expérimentales. Cependant, si on pouvait mesurer l'éclatement $d + \alpha$ du ^{6}Li dans le champ nucléaire par passage par l'état excité de 7,44 MeV par exemple, la courbe obtenue serait nettement déplacée vers les basses énergies et donc de même la courbe déduite pour l'éclatement du ^{10}B en $\alpha + ^{6}Li$.

E.3.2 ^{11}B

Pour le ^{11}B, la situation est plus favorable. Le ^{7}Li ne subissant pas d'éclatement coulombien, au moins un des deux points délicats de telles comparaisons est supprimé.

Pour le ^{232}Pa, on peut voir sur la figure 47 a, en conséquence, que même sans introduire l'énergie de ralentissement, les fonctions d'excitation se placent bien quant à leur seuil sur l'axe des énergies. Simultanément, les trois modes d'éclatement sont nécessaires à l'explication de la forme expérimentale de la fonction d'excitation.

Pour le ^{230}Pa, le calcul de l'éclatement $^{11}B \longrightarrow ^{10}B + n$ donne une correspondance correcte entre la fonction d'excitation du ^{10}B et du ^{11}B. Alors que les deux courbes parallèles et distantes sur l'axe des énergies de ?? MeV excluent une explication par l'introduction d'un neutron supplémentaire dans le cadre du noyau composé.

Cependant, au-dessus du seuil comme dans le cas du ^{232}Pa, les autres modes d'éclatement peuvent intervenir surtout en ce qui

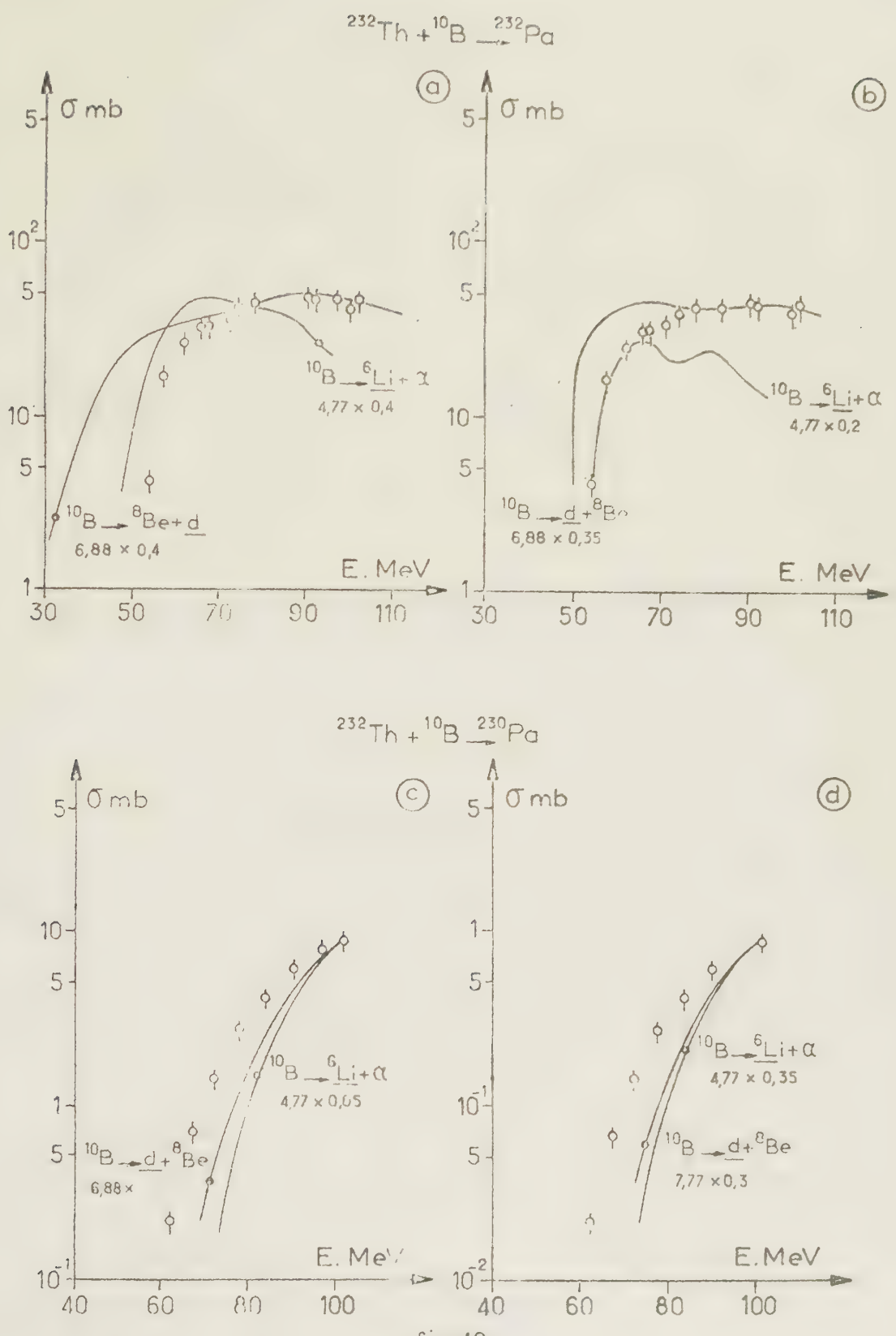

$^{232}Th + ^{10}B \rightarrow ^{232}Pa$
a
b
σ mb
E. MeV
$^{10}B \rightarrow ^{8}Be + d$
6,88 × 0,4
$^{10}B \rightarrow ^{6}Li + \alpha$
4,77 × 0,4
$^{10}B \rightarrow ^{6}Li + \alpha$
4,77 × 0,2
$^{10}B \rightarrow d + ^{8}Be$
6,88 × 0,35
$^{232}Th + ^{10}B \rightarrow ^{230}Pa$
c
d
σ mb
E. MeV
$^{10}B \rightarrow d + ^{8}Be$
6,88 ×
$^{10}B \rightarrow ^{6}Li + \alpha$
4,77 × 0,05
$^{10}B \rightarrow ^{6}Li + \alpha$
4,77 × 0,35
$^{10}B \rightarrow d + ^{8}Be$
7,77 × 0,3

Fig: 46.

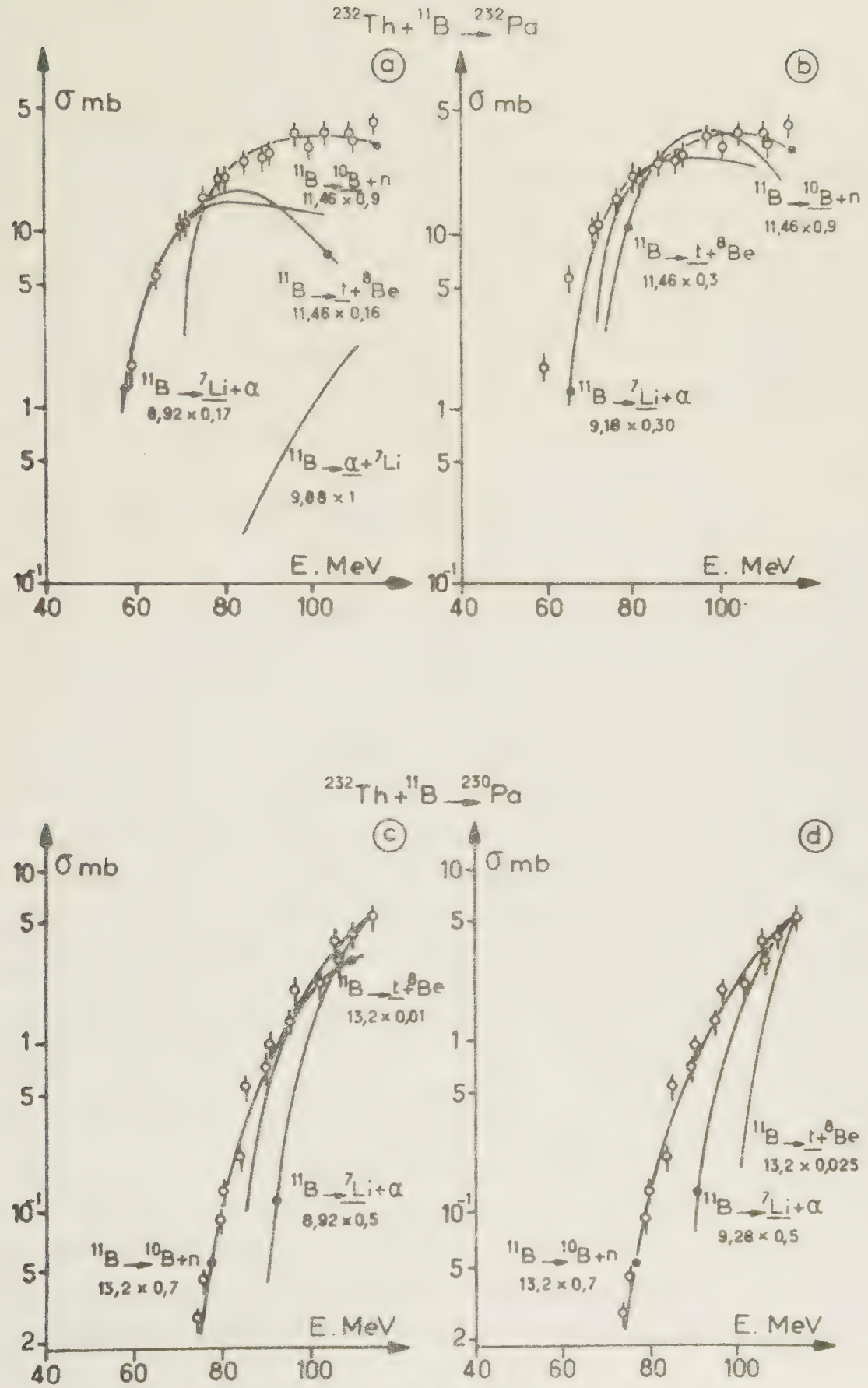

$^{232}Th + ^{11}B \rightarrow ^{232}Pa$
a
b
σ mb
E. MeV
$^{11}B \rightarrow ^{10}B + n$
11,46 x 0,9
$^{11}B \rightarrow t + ^{8}Be$
11,46 x 0,16
$^{11}B \rightarrow ^{7}Li + \alpha$
8,92 x 0,17
$^{11}B \rightarrow \alpha + ^{7}Li$
9,88 x 1
11,46 x 0,3
9,18 x 0,30
$^{232}Th + ^{11}B \rightarrow ^{230}Pa$
c
d
13,2 x 0,01
8,92 x 0,5
13,2 x 0,7
13,2 x 0,025
9,28 x 0,5

fig: 47.

concerne le mécanisme $^{11}B \longrightarrow {}^{7}Li + \alpha$ où le passage par un état d'excitation de 7,4 MeV du ^{7}Li déplacerait la courbe vers les basses énergies.

Dans le cas des ions bore, les modes d'éclatement permettant d'expliquer les formes des courbes expérimentales dans leur ensemble sont beaucoup plus diverses que dans les cas des ions Li . Ce phénomène est lié aux niveaux d'énergie voisine des diverses voies de désintégration du bore et aux valeurs importantes des énergies d'excitation nécessaire ainsi qu'à la structure moins agrégée des noyaux.

III. C ECLATEMENT COULOMBIEN DU ^{6}Li

Nous allons exposer maintenant un calcul plus complet pour le cas du ^{6}Li . Des quatre ions que nous avons étudiés, le ^{6}Li est le seul à présenter nettement un éclatement du type coulombien. Or, à l'inverse des forces nucléaires, les forces électromagnétiques sont bien connues et donnent des potentiels calculables. On pourra donc utiliser dans les formules un potentiel réaliste conduisant à un traitement convenable de la dépendance en énergie des phénomènes d'éclatement, ce qui est nécessaire pour tester les paramètres de l'interaction sur des fonctions d'excitation expérimentales. Dans un premier paragraphe, seront exposés les calculs théoriques. Nous donnerons brièvement ensuite la méthode de calcul numérique sur ordinateur que l'on a utilisée. Nous comparerons enfin les résultats du calcul avec les courbes expérimentales ^{232}Pa et ^{230}Pa .

III. C. 1 Calculs théoriques

On suppose que le processus d'interaction peut être traité en trois étapes. Dans la première, l'ion ^{6}Li entre dans le champ coulombien du noyau cible. Il y suit une trajectoire hyperbolique classique sur laquelle il subit un processus d'excitation coulombien le conduisant à certains niveaux d'excitation pouvant se désintégrer en un deuton et un alpha. On calcule ici la

probabilité d'éclatement suivant ce processus en fonction du temps, de l'énergie incidente, du paramètre d'impact et de la nature de la cible et du projectile.

La seconde étape consiste dans le calcul de la cinématique de l'interaction des deux particules supposées indépendantes avec le thorium. Le potentiel créé par la particule α est en effet 45 fois plus faible que celui du thorium. Les potentiels coulombiens étant en $1/r$ au moment de l'éclatement, si la particule α et le deuton sont à une distance de l'ordre de 4 fermis, l'influence de la particule α sur le deuton est de 10 fois plus faible que celle du thorium si on suppose que l'éclatement a lieu à une distance de 18 fermis. Si la trajectoire de la particule étudiée est telle que la distance minimum d'approche des deux noyaux est inférieure à une distance que l'on précisera plus loin, ou conduit à un moment orbital inférieur à certaine valeur maximum, on supposera qu'il y a formation d'un noyau excité correspondant à une fusion de la sous-structure du ^{6}Li et du thorium. Trois cas peuvent alors se présenter. Dans le premier cas, une seule des deux particules fusionne avec la cible, on a alors un processus de fusion incomplète qui sera le seul intéressant dans cette étude. Les deux particules peuvent interagir avec la cible de thorium, et on a alors formation d'un noyau composé qui conduit aux mêmes phénomènes que l'interaction globale du ^{6}Li avec le thorium. Enfin, les deux particules peuvent ne pas interagir avec la cible. On peut donc considérer que l'on a à faire à un processus de diffusion après éclatement. La cible se trouve alors dans son état fondamental ou dans un état excité mais ne peut en aucun cas conduire aux isotopes observés dans nos expériences. On ne considèrera donc pas ce mode d'interaction.

La troisième étape va alors consister à désexciter le noyau formé, noyau de fusion intermédiaire de numéro atomique plus ou moins élevé suivant l'interaction produite ou noyau composé dans le cas où le Li a interagi dans son ensemble avec le noyau cible ou dans le cas où les deux

particules formées ont interagi toutes les deux bien que séparément. Nous allons décrire successivement les calculs pour ces trois étapes :

C. 1. a probabilités d'éclatement

Le calcul complet consistant à considérer l'état final dans laquel un des deux agrégats fusionne avec le noyau nécessiterait l'introduction d'un choix sur les potentiels nucléaires. La complexité du problème conduirait alors à ne considérer que la partie angulaire, et les variations des sections efficaces avec l'énergie ne pourraient de toute façon être reproduite. Nous avons donc utilisé ici les calculs d'excitation coulombiens exposés par ALDER et al [112)] en ne considérant que les transitions électriques qui sont les plus probables.

La probabilité de transition entre un état initial i et un état final f s'exprime par :

$$P = (2I_i + 1)^{-1} \sum_{M_i M_f} |b_{if}|^2$$

I_i étant le spin de l'état initial , M_i et M_f les valeurs des projections des spins initial et final sur un axe quelconque , b_{if} l'élément de matrice de la transition qui peut s'écrire dans la théorie des perturbations dépendant du temps et au premier ordre [116)]

$$b_{if} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{t} \langle f | \mathcal{H}(t) | i \rangle e^{i\omega t} dt$$

ω est la fréquence associée à la transition . $\mathcal{H}(t)$ est l'hamiltonien de perturbation responsable de la transition électromagnétique. La position à un instant t du projectile dans le système du centre de masse résulte de l'interaction électrostatique classique si on suppose que les vitesses des particules utilisées sont faibles devant celle de la lumière. L'hamiltonien de perturbation

sera alors donné par :

$$\mathcal{H}(t) = \int \rho(\vec{r}) \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_p(t)|} - \frac{1}{|\vec{r}_p(t)|} \right) Z_c Z_p e \, d\tau$$

$\rho(\vec{r})$ est la densité de charge du projectile rapporté au centre de masse de celui-ci.

$r_p(t)$ représentant le rayon vecteur du projectile dans le centre de masse du système , Z_p est la charge du projectile , Z_c la charge de la cible .

Pour $\rho(\vec{r})$, on peut prendre une somme de fonction δ en supposant que dans le Li les charges sont situées à des distances définies de son centre, soit :

$$\rho(\vec{r}) = \sum_k e_k \, \delta(\vec{r} - \vec{r_k})$$

On peut alors développer l'hamiltonien sous la forme [13] :

$$\mathcal{H}(t) = 4 \cdot \pi \cdot Z_c \cdot Z_p \cdot e \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{\lambda} \frac{1}{2\lambda+1} r^{-\lambda-1} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta_p, \varphi_p) \mathcal{M}^*(E_{\lambda,\mu})$$

$\mathcal{M}^*(E_{\lambda,\mu})$ représentant le moment multipolaire électrique du Li .

Les angles $\theta_p \varphi_p$ sont associés au rayon vecteur $\vec{r_p}(t)$. On utilise comme système d'axe le système de coordonnées focales de;l'hyperbole.

L'amplitude de transition est alors donnée par :

$$b_{if} = \frac{4 Z_c e}{i\hbar} \sum_{\lambda\mu} \frac{1}{2\lambda+1} \langle I_i M_i | \mathcal{M}(E_{\lambda,\mu}) | I_f M_f \rangle S_{E_{\lambda,\mu}}$$

$S_{E_{\lambda,\mu}}$ étant l'intégrale orbitale définie par :

$$S_{E_{\lambda,\mu}} = \int_{-\infty}^{t} e^{i\omega t} \, Y_{\lambda\mu}(\theta_p(t), \varphi_p(t)) \, r_p(t)^{-\lambda-1} \, dt$$

La partie angulaire de b_{if} se simplifie beaucoup en introduisant la probabilité de transition $B(E_\lambda, I_i \longrightarrow I_f)$ valeur que l'on peut déduire de l'expérience ; ou tout u moins dont l'expérience peut donner un ordre de grandeur

$$B(E_\lambda, I_i \longrightarrow I_f) = (2I_i+1)^{-1} \left| \langle I_i \left\| \mathcal{M}(E_{\lambda,\mu}) \right\| I_f \rangle \right|^2$$

La probabilité de transition devient alors :

$$P(t) = \frac{4\pi^2 Z_c^2 e^2}{\hbar^2} \frac{B(E_\lambda)}{(2\lambda+1)^3} \sum_\mu \left| S_{E_{\lambda,\mu}} \right|^2$$

En développant l'intégrale orbitale, on trouve :

$$P(t) = \frac{16\pi^2 Z_c^2 e^2}{\hbar^2} \frac{B(E_\lambda)}{(2\lambda+1)^3} \sum_\mu \left| v^{-1} a^{-\lambda} Y_{\lambda\mu}(\tfrac{\pi}{2}, 0) \int_{-\infty}^{\omega(t)} e^{i\xi(\varepsilon \sin h\omega + \omega)} \cdot \right.$$

$$\left. \cdot \frac{\cos h\omega + \varepsilon + i(\varepsilon^2 - 1)^{1/2} \sin h\omega}{\left[\varepsilon \cos h\omega + 1\right]^{\lambda+\mu}} \, d\omega \right|^2$$

ε est l'excentricité de la trajectoire hyperbolique , V la vitesse du projectile et a la valeur :

$$a = \frac{Z_c Z_p e^2}{m_o V^2}$$

où m_o est la masse réduite .

Le paramètre ξ est défini par :

$$\xi = \frac{a\Delta E}{E} = \frac{Z_p Z_c e^2}{\hbar v} \frac{\Delta E}{2E}$$

Nous avons donc obtenu la probabilité de transition entre l'état fondamental et un état excité pour l'ion Li. Les paramètres essentiels intervenant dans cette relation sont la probabilité réduite de transition $B(E_\lambda)$, la charge de la cible Z_c, le paramètre ξ.

Pour une énergie incidente donnée, ξ est d'autant plus grand que la transition nécessite une variation d'énergie plus importante ; or, l'intégrale intervenant dans la formule donnant P(t) est d'autant plus grande que ξ est petit. L'excitation coulombienne favorisera donc les processus d'éclatement provenant des états excités de plus faible énergie.

La charge de la cible apparaît à la puissance deux dans l'expression de P(t). On aura donc avantage pour augmenter ce type de processus de prendre des cibles très lourdes.

Le paramètre, a priori le moins bien connu, est le coefficient $B(E_\lambda)$. Pour un noyau excité libre, la probabilité de transition T par unité de temps est reliée à $B(E_\lambda)$ par la relation [112] :

$$T = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\left[(2\lambda+1)!!\right]^2 \hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2\lambda+1} B(E_\lambda, I_f \longrightarrow I_i)$$

La probabilité de transition réduite $B(E_\lambda, I_f \longrightarrow I_f)$ entrant dans la formule donnant P(t) est simplement reliée à la probabilité inverse par un facteur tenant compte du poids statistique des niveaux, soit :

$$B(E_\lambda, I_f \longrightarrow I_i) = \frac{2I_i+1}{2I_f+1} B(E_\lambda, I_i \longrightarrow I_f)$$

D'autre part, on connaît expérimentalement les largeurs des niveaux du projectile utilisé (voir Tableau ci-après) que l'on peut relier

Tableau 11

TRANSITIONS ENTRE NIVEAUX DU ^{6}Li

mode de désintégration	énergie spin parité initial	énergie spin parité final	caractère de la transition	largeur γ eV	largeur totale eV	probabilité de transition réduite
α + d	2,18 3^+	0,00 1^+	E2	$0,3000.10^{-4}$ $0,5190.10^{-3}$ $0,146\ .10^{-2}$	$2,5\ .10^{4}$	$0,7399.10^{0}$ $0,1280.10^{2}$ $0,5559.10^{2}$
α + d	4,52 2^+	0,00 1^+	E2	$0,164\ .10^{-1}$	$3,5\ .10^{5}$	$0,1668.10^{2}$
α + d	5,35 2^+	0,00 1^+	M1 E2	$0,160\ .10^{-1}$ $0,1485.10^{-1}$	$3,20.10^{5}$	$0,9029.10^{-1}$ $0,4200.10$
α + d	7,40 1^+	0,00 1^+	E2	$0,1339.10^{-1}$	$9,30.10^{4}$	$0,780\ .10^{1}$

à la probabilité de transition. Cependant, les expériences donnant la durée de vie sont relatives à des niveaux excités formés par des voies diverses mais supposés libres dans l'espace. Dans le cas où un noyau léger est excité dans un champ coulombien aussi intense que celui des noyaux lourds, les niveaux d'excitation de cet ion peuvent être perturbés par le potentiel extérieur et donc les valeurs des probabilités réduites de transition utilisées peuvent être très différentes de celles obtenues à partir des données expérimentales. Nous considèrerons donc ces grandeurs comme des paramètres.

Après l'excitation, le noyau supposé dans un état donné va pouvoir se désintégrer en deux particules, la constante de désintégration λ_2

est alors obtenue à partir de la vie moyenne de ce niveau relative à ce processus de désexcitation. Le calcul précédent permet d'obtenir la probabilité d'excitation coulombienne P(t) en fonction du temps pour le ^{6}Li dans le champ du noyau cible, que l'on peut transformer en $\pi(r)$ probabilité d'excitation en fonction de la distance d'approche par l'intermédiaire du paramètre ω . On peut alors calculer la probabilité d'éclatement en fonction du temps (ou de r_p) en utilisant la constante λ_2 de désintégration. Supposons un flux N_o d'ions ^{6}Li incident suivant la même trajectoire. On connaît en fonction du temps le nombre de noyaux ayant subi l'excitation soit : $N_1 = P(t)\, N_o$. Ces noyaux peuvent se trouver sous deux formes : excités (N_2) ou désintégrés (N_3) , si on suppose que pour les niveaux considérés la désexcitation vers le fondamental est négligeable.

En tenant compte que $N_1 = N_2 + N_3$

$$\frac{dN_3}{dt} = \lambda_2(N_1 - N_3) = \lambda_2(N_o\, P(t) - N_3)$$

En appelant $P_{ec}(t) = \frac{N_3(t)}{N_o}$ la probabilité d'éclatement à un instant t , on obtient la relation :

$$\frac{dP_{ec}(t)}{dt} = \lambda_2 \left[P(t) - P_{ec}(t) \right]$$

La forme de P(t), très complexe, nécessite une intégration numérique de cette relation. Par l'intermédiaire du paramètre ω , on peut alors relier r à t , et donc connaître la probabilité différentielle $\frac{dP_{ec}(r_p)}{dr_p} \Delta r_p$ d'éclatement de l'ion incident entre deux valeurs données de r_p et $r_p + \Delta r_p$.

C. 1. b cinématique de l'interaction des agrégats et de la cible

Le but de la seconde étape du calcul est de déterminer, après l'éclatement, la distance minimum d'approche de l'agrégat formé et de définir dans quelles conditions on pourra dire qu'il y a fusion partielle.

On définit tout d'abord les paramètres de la trajectoire de l'ion incident à partir des données initiales ; V vitesse de la particule dans le système L , et x paramètre d'impact. On peut calculer dans le système du centre de masse la distance ? a des sommets de l'hyperbole représentant les trajectoires ainsi que son excentricité (voir fig. 48 pour les notations). En appelant M_o la masse réduite du système, on a :

$$\varepsilon = \sqrt{1 + \left(\frac{M_o V^2 x}{Z_c Z_p e^2}\right)^2}$$

La trajectoire de l'ion incident est dans ces conditions donnée par :

$$r = \frac{1}{\mu} = \frac{a(\varepsilon^2 - 1)}{\cos\psi - 1}$$

Pour écrire la cinématique après l'éclatement, il est nécessaire de connaître au moment où se produit ce phénomène la distance des noyaux ρ ainsi que l'angle θ entre la vitesse de l'ion lourd incident et le vecteur $\boldsymbol{\rho}$. On a donc :

$$\operatorname{tg}\theta = r\frac{\delta\psi}{\delta r} = \frac{\varepsilon\cos\psi - 1}{\sin\psi}$$

Le calcul machine ne donne pour θ que la détermination principale, soit un angle compris entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$. On opèrera comme

suit : si ψ est négatif, on prendra pour θ la valeur comprise entre 0 et $\pi/2$ (fig. 48). Si par contre, ψ est positif, sin ψ est positif, tg θ est positif et on prendra pour θ la valeur comprise entre $\pi/2$ et π.

Par une simple homothétie sur les paramètres, on passe alors dans le système L.

Pour déterminer la vitesse de l'ion au moment de l'éclatement, soit V, on applique alors le principe de conservation de l'énergie, soit :

$$\frac{1}{2} M_p V^{*2} = \frac{1}{2} M_p V^2 - \frac{Z_p Z_c e^2}{P} - E_{xt}$$

en appelant E_{xt} l'énergie d'excitation du niveau intermédiaire.

Au moment de l'éclatement, on connaît donc la distance entre la cible et le projectile, la vitesse du projectile V et l'angle (compris entre o et π) de la vitesse du projectile avec le rayon vecteur $\rho(t)$.

On suppose maintenant qu'à l'instant considéré, l'ion lourd incident éclate en deux fragments. Dans son centre de masse, les deux fragments 1 et 2 vont donc posséder une énergie relative égale à $E_{xt} - E_B$, E_E étant la différence d'énergie entre les masses des deux fragments et du noyau incident initial. Les principes de conservation de l'impulsion et de l'énergie permettent d'en déduire dans ce système les modules des vitesses v_1 et v_2 correspondantes. Le vecteur vitesse du fragment dans ce système est défini par les angles θ_1, θ_2 et θ_3 (fig. 48) déterminés au hasard. On peut alors calculer, en composant les vitesses V et (v_1 ou v_2), les angles θ'_1 et θ'_2 et les vitesses résultantes v'_1 et v'_2 des deux fragments après l'éclatement. On trouve pour la particule 1 par exemple :

$$\cos \theta'_1 = \frac{\sin \theta \cdot v_1 \cos \theta_2 + \cos \theta (v_1 \cos \theta_3 + V)}{\sqrt{v_1^2 (\cos^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_2) + (v_1 \cos \theta_3 + V)^2}}$$

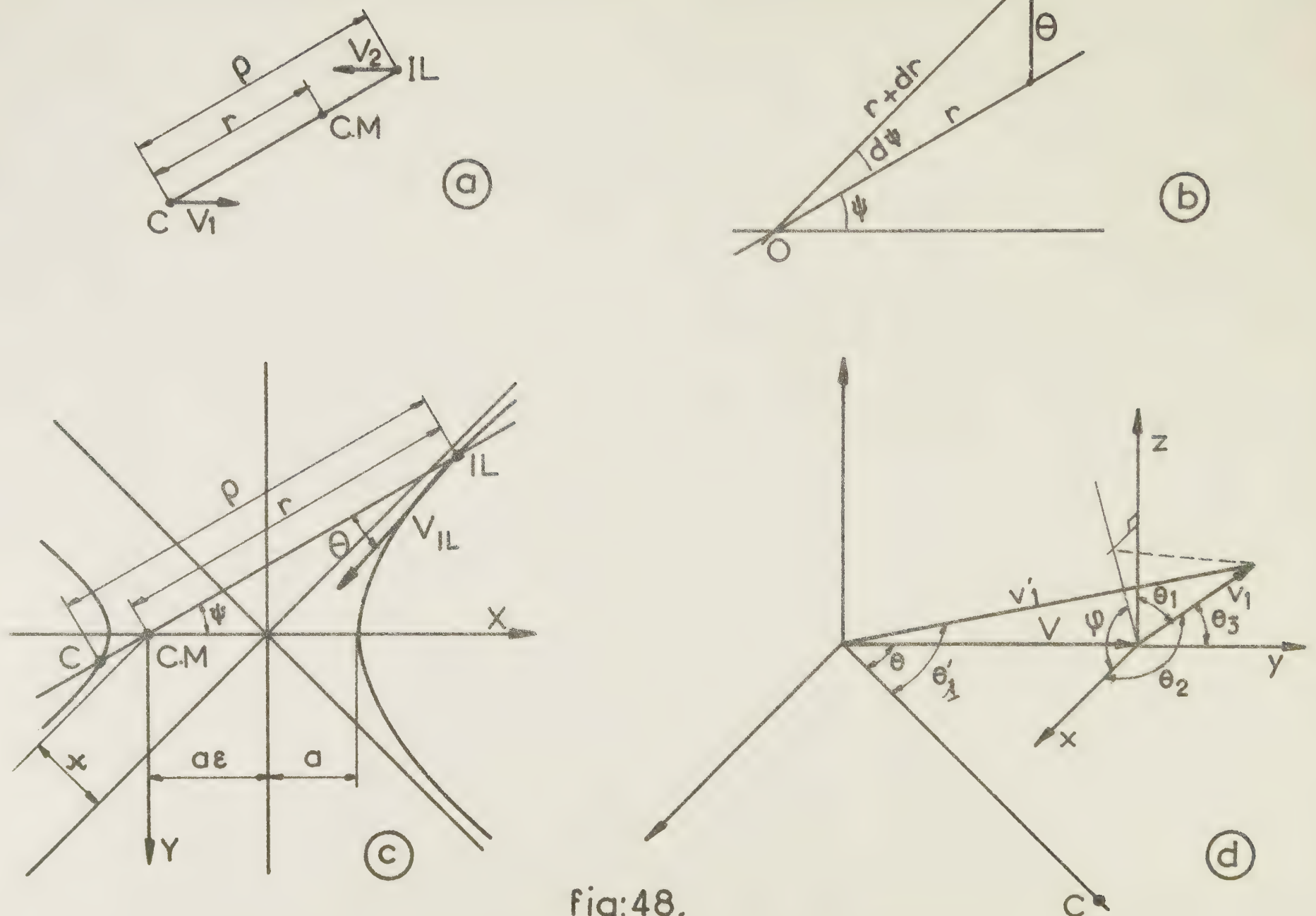

ρ
V2
IL
r
C.M
C
V1
a
θ
r+dr
dψ
r
ψ
O
b
X
Y
x
aε
a
V_IL
c
z
y
x
V'1
V
θ1
V1
θ3
θ2
θ
θ'1
C
d

fig:48.

et

$$v_1' = \sqrt{v_1^2(\cos^2\theta_1 + \cos^2\theta_2) + (v_1\cos\theta_3 + V)^2}$$

Dans le cas où θ_1' est supérieur à $\frac{\pi}{2}$, on arrêtera le calcul car la particule formée s'éloigne de la cible, et on n'aura donc pas formation de noyau composé intermédiaire. On détermine alors la nouvelle trajectoire de la particule.

L'hyperbole en polaire ne prend la forme simple précédemment écrite que si on connaît la vitesse initiale et le paramètre d'impact. Dans le cas précédent, où les particules sont formées dans le champ coulombien, on écrira l'équation de l'hyperbole en partant des relations plus générales :

$$\left|\begin{array}{l} \dfrac{d^2r}{dt^2} - r\left(\dfrac{\delta\psi}{\delta t}\right)^2 = a_r = \dfrac{Z_c Z_1 e^2}{\rho^2 M_1} = \dfrac{Z_c Z_1 e^2}{M_1 r^2} \cdot \left(\dfrac{M_o}{M_1}\right)^2 = \dfrac{G}{r^2} \\ \\ a_\psi = 0 \quad \text{soit} \quad r^2 \dfrac{\delta\psi}{\delta t} = H \end{array}\right.$$

a_r et a_ψ étant les accélérations radiales et tangentielles ; M_1 la masse de la particule 1, en tenant compte des valeurs de r et ψ au moment de l'éclatement.

L'équation de l'hyperbole s'écrit alors :

$$\mu = \frac{1}{r} = -\frac{G}{H^2} + A\cos(\psi - \psi_o)$$

On doit donc déterminer le paramètre A en tenant compte des conditions initiales et de la relation $H = r \cdot v_\psi'$. On a :

$$A^2 = \frac{v'^2_r}{H^2} + \left(\mu + \frac{G}{H^2}\right)^2$$

pour $\psi - \psi_0 = 0$, on obtient la distance minimum d'approche de la particule formée à la cible, donc :

$$\rho_{min} = \frac{H^2}{AH^2 - G} \cdot \frac{M_1}{M_0}$$

Le problème se pose de décider pour quelles valeurs de la distance minimum d'approche on peut dire qu'il y a fusion partielle entre le deuton ou la particule α et le thorium. On considèrera deux cas suivant les valeurs de l'énergie du deuton. A basse énergie, où les coefficients de pénétrabilité sont différents de 1 et on doit tenir compte des transparences de barrière. Il y aura alors fusion partielle si la distance minimum d'approche est inférieure à une valeur minimum appelée rayon d'interaction que l'on calcule par la relation $R = Z_c Z_p e^2/V$. Pour tenir compte des pénétrabilités, la valeur de V est extraite de la relation

$$\sigma_{NC} = \sigma_g(1 - V/\varepsilon)$$

ε est l'énergie de la particule envisagée , σ_g la section efficace géométrique. σ_{NC} est prise égale à la valeur déduite du calcul de SHAPIRO [109] pour les deutons, ou de RAYNAL pour les particules α . Dans ces conditions, le rayon R est fonction de l'énergie ε . Le calcul est effectué ainsi jusqu'à une énergie de 13 MeV en deutons et 22 MeV pour les particules α .

Nettement au-dessus de la barrière coulombienne des agrégats, on suppose que les coefficients de pénétrabilité sont voisins de 1 . On calcule alors la valeur maximum du moment angulaire orbital en sommant

les sections efficaces partielles $\sigma_\ell(\varepsilon)$ et en comparant avec σ_{NC}. Pour une orbite donnée d'un des deux agrégats, on calcule le moment angulaire correspondant par la relation $\hbar\sqrt{\ell(\ell+1)} = m\,\vec{v}\wedge\vec{r}$. Il y aura fusion partielle si donc la valeur ainsi définie est inférieure à la valeur du moment angulaire orbital maximum calculé précédemment pour l'énergie considérée.

Cette approximation est certainement la moins fine du traitement. En effet, l'ion secondaire se trouve créé dans le champ coulombien de la cible à une profondeur plus ou moins grande suivant l'endroit où se situe l'éclatement. La barrière de potentiel qu'il doit traverser pour fusionner avec le noyau de thorium est donc moins large que pour un faisceau expérimental et donc la probabilité de former un noyau composé est plus grande que ce que l'on peut calculer. On pourrait peut être obtenir une meilleure approximation en calculant, pour une énergie donnée et une profondeur x de formation de l'ion secondaire, les coefficients de pénétrabilité $T^j_\ell(\varepsilon, x)$ avec un potentiel nucléaire dont la partie réelle pourrait avoir une forme semblable à celle de la figure ci-contre. L'approximation que l'on a faite ici conduira donc, a priori, à des valeurs inférieures à celles que l'on devrait obtenir avec des coefficients de pénétrabilité plus réalistes.

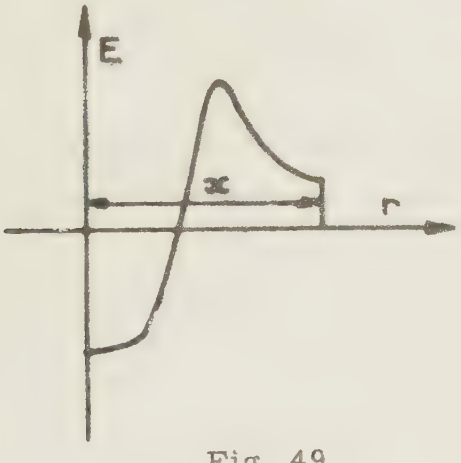


Fig. 49

C.1.c désexcitation du noyau de fusion partielle

Après la fusion partielle, le noyau excité formé va émettre des particules chargées, des rayonnements électromagnétiques ou suivre un processus de fission. Ces différents aspects du problème ont été envisagés dans le Chapitre II et nous considèrerons donc dans ce calcul les résultats de la

désexcitation comme une série de données que l'on utilisera dans le programme sous forme de tableau d'entrées. Etudions maintenant la méthode de calcul sur ordinateur.

III. C. 2 Méthode de calcul

Le calcul élémentaire consiste, étant donnée l'énergie incidente, le paramètre d'impact, la position de l'ion sur sa trajectoire, les valeurs des deux angles θ et φ définissant l'axe de l'éclatement, à déterminer la distance minimum d'approche du deuton et du noyau cible, puis la probabilité de désexcitation du noyau de fusion partielle quand celui-ci est formé.

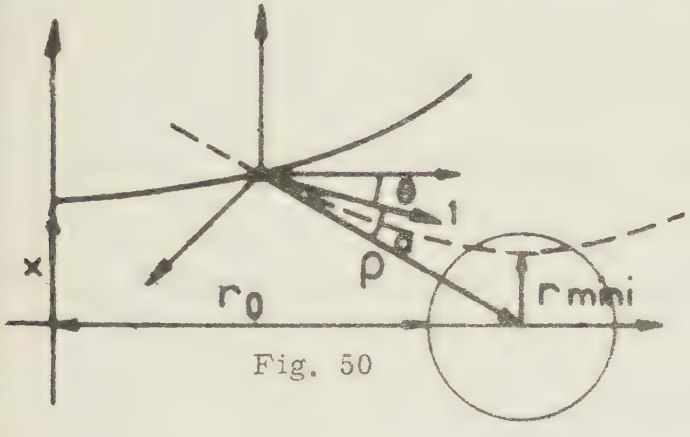


Fig. 50

La section efficace élémentaire de formation du ^{232}Pa par exemple, pour une transition par un niveau excité donné du ^{6}Li peut alors s'écrire avec les notations de la figure ci-dessus.

$$\sigma_{E_{xt},\,^{232}Pa}(E,x,e,\theta,\ ,a) = \sigma(x)\cdot\pi(r)\cdot P(\theta)\cdot P(\varphi)\cdot F(a)\cdot\delta(1)\cdot P_{^{232}Pa}(E)$$

$\sigma(x)$ est la section efficace géométrique différentielle d'obtention du paramètre d'impact x entre x et $x + dx$, $\pi(r)$ est la probabilité d'éclatement sur la trajectoire entre r et $r + dr$, $P(\theta)$ et $P(\varphi)$, les probabilités d'éclatement suivant les angles θ et φ , $F(a)$ le facteur d'anisotropie qui sera défini plus bas . $\delta(1)$ prend la valeur 1 ou 0 suivant que le deuton (particule 1 du programme) fusionne seul avec le noyau de thorium ou non. $P_{^{232}Pa}(E)$ est la probabilité qu'un noyau excité formé à une énergie E par fusion d'un deuton conduise au ^{232}Pa non excité .

Le calcul consiste donc à déterminer tous les termes de cette expression et à l'intégrer sur les paramètres θ , φ , e , x . Ceci permet d'atteindre les sections efficaces des divers isotopes à une énergie incidente E donnée. On reprend alors le calcul pour plusieurs valeurs de E afin de pouvoir construire la fonction d'excitation dans son ensemble. La forme très complexe de $\pi(r)$ conduit à des temps de calcul très longs. Un test complet permettant de tracer une fonction d'excitation théorique prend environ 3 heures de calcul en mémoire centrale de l'ordinateur I. B. M. 360-44 de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

III. C. 3 Comparaison avec l'expérience

Dans ce chapitre, seront exposées l'influence des différents paramètres du calcul sur la forme des courbes et la comparaison avec l'expérience.

C. 3. a probabilité réduite de transition

La définition de ce paramètre est lié au calcul de la fonction $S_{E_{\lambda',\mu}}$ et à la probabilité de transition P(t) . GLUCKSTERN et BREIT [119] donnent à partir des expériences sur l'or de ANDERSON et al [106] les probabilités d'excitation suivantes pour un ion ^{6}Li .

E = 61 MeV	θ = 30°	P = 0,05
E = 61 MeV	θ = 45°	P = 0,20
E = 33 MeV	θ = 90°	P = 0,12
E = 33 MeV	θ = 120°	P = 0,20

Ils donnent de plus une analyse de la distribution angulaire des α en calculant simplement la section efficace différentielle pour une énergie donnée par la relation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = P(\vartheta) \cdot \frac{1}{4} a^2 \sin^{-4}\left(\frac{\vartheta}{2}\right) d\Omega$$

Nous avons testé le calcul de l'intégrale orbitale et la valeur de $B(E_\lambda)$ pour l'énergie de 33 MeV qui correspond le mieux à nos expériences. Sur la figure 52 a , nous avons porté les valeurs de la probabilité d'éclatement en fonction de l'angle de déviation ou des paramètres d'impact en fermi. A l'aide du paramètre, de largeur γ de 2,18 MeV , nous avons normalisé la courbe sur les deux points donnés par BREIT . L'accord est satisfaisant si on donne à la largeur γ du niveau de 2,18 MeV la valeur :

$$\Gamma_\gamma = 0{,}155.10^{-8} \text{ MeV}$$

Cette valeur est en accord avec la valeur maximum des données expérimentales correspondantes du tableau 11 . Cependant, celle-ci n'est qu'assez peu probable ; SKORKA et al [118] pensent que la valeur la plus probable serait $0{,}3.10^{-10}$ MeV , donc très inférieure à la valeur mesurée dans les expériences de ANDERSON . Il est donc possible que la probabilité de transition γ du niveau de 2,18 MeV soit profondément modifiée lorsque le noyau de Li est dans le champ coulombien du thorium. Cette conclusion n'est cependant pas définitive.

En utilisant la valeur de la largeur γ précédemment définie, on a reporté sur la figure ci-après les calculs de BREIT, les points expérimentaux d'ANDERSON et notre courbe calculée. L'accord entre les deux calculs semble satisfaisant d'autant plus que dans notre cas nous avons fait intervenir la largeur de désintégration du niveau de 2,18 MeV du ^{6}Li , ce dont n'a pas tenu compte BREIT . L'accord théorie-expérience ne semble pas très bon. Cependant, le calcul ainsi présenté ne tient pas compte de la perturbation par rapport à la trajectoire initiale apportée par la variation du vecteur vitesse au moment de l'éclatement. On peut supposer que s'il y a polarisation, les particules α ont une probabilité supérieure d'être émises

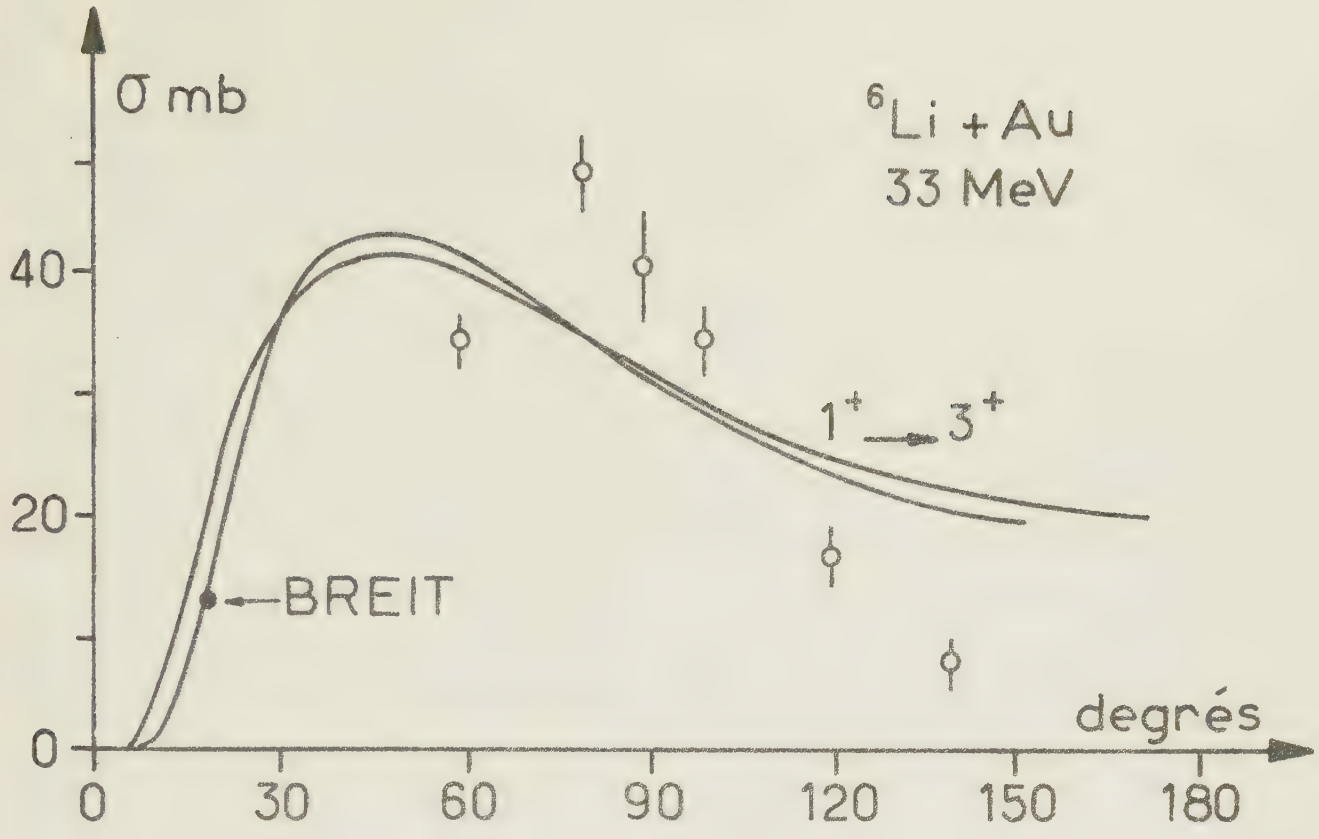


Fig. 51

vers l'extérieur les alpha émis vers l'avant seraient donc moins nombreux que ce que prévoient les calculs théoriques ci-dessus.

C. 3. b niveau excité du ^{6}Li

Dans la perspective de ce qui vient d'être dit, il est très difficile de comparer l'influence des différents niveaux d'excitation pouvant intervenir dans la désintégration du ^{6}Li . L'étude des seuils a montré que la transition par le niveau de 2,18 MeV donnait un bon accord avec l'expérience. Sur la figure 52 b , on a porté les sections efficaces calculées d'éclatement pour les niveaux de 2,18 MeV et de 4,52 MeV qui donne lui aussi une transition E2 vers le fondamental. Tous les autres paramètres étant égaux par ailleurs

on peut tester ainsi l'influence du paramètre ξ sur la fonction $\sum_{\mu} \left| S_{E_{\lambda'\mu'}} \right|^2$. Les courbes obtenues sont très en faveur de la transition par le niveau d'excitation de 2,18 MeV du ^{6}Li .

C. 3. c facteur d'anisotropie

Les calculs montrent que l'on ne peut reproduire les valeurs expérimentales absolues qu'en faisant intervenir dans l'éclatement un facteur d'anisotropie qui permet de pondérer d'un facteur donné les probabilités d'éclatement en fonction de l'angle a du vecteur vitesse additionnel du deuton par rapport au rayon vecteur de l'interaction. Les calculs de BREIT montrent que l'anisotropie dans ce cas peut être important. Nous avons choisi comme facteur de pondération une fonction de a ayant la forme :

$$F(a) = A + \frac{Bn}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(n.a)^2}{2}}$$

Les coefficients A et B sont définis en calculant d'une part l'intégrale de la probabilité sur tout l'angle solide et en l'égalant à 1 , d'autre part, en imposant un rapport A/B constant. La figure 52 c montre l'influence du paramètre n sur la valeur absolue des courbes théoriques. On peut remarquer que la forme des courbes n'est que peu influencée par la valeur de ce paramètre. On a pris A/B = 1/3 .

C. 3. d étude du paramètre d'impact

Sur la figure 53 a , nous avons porté les variations des sections efficaces différentielles en fonction du paramètre d'impact. La courbe supérieure représente la section efficace différentielle en fonction de x pour l'éclatement à 36 MeV . On peut voir qu'à cette énergie, la probabilité d'éclatement présente un large maximum pour une valeur de x comprise entre 2,5 et 5 fermis. Ces valeurs correspondent à des valeurs minimums d'approche sur la trajectoire hyperbolique de 11,9 à 13 fermis. Pour des valeurs

de x supérieures , $\frac{dPec}{dx}$ diminue car les trajectoires passent de plus en plus loin du noyau cible. Pour des valeurs inférieures au maximum, les trajectoires passent près du noyau, mais les temps de transit dans les parties intenses du champ sont plus faibles et donc l'éclatement moins important.

La courbe correspondant à l'éclatement suivi de transfert est située nettement au-dessous de la précédente. De plus, elle chute brutalement vers les paramètres d'impacts importants. Ceci montre que l'éclatement coulombien a souvent lieu à des distances du noyau cible trop grands pour être suivis de transfert dans la plupart des cas.

C. 3. e étude de l'énergie

Sur la figure 53 b , on a porté les sections efficaces d'interaction différentielles en fonction du paramètre d'impact pour diverses énergies de l'ion incident. On voit nettement sur cette figure que les transferts ont un caractère d'interaction de surface très net. A mesure que l'énergie augmente, les éclatements conduisant à des fusions partielles du deuton avec le thorium, se situent à des paramètres d'impacts de plus en plus importants. Ce phénomène est lié, d'une part, à ce type de calcul, car, au-dessous de la trajectoire rasante, on arrête l'intégration au moment où le centre de gravité du Li entre en contact avec la surface du thorium, et d'autre part au temps de vie du noyau excité. Plus le noyau excité a un temps de vie bref, plus l'éclatement aura lieu rapidement après l'excitation et plus les trajectoires correspondant à des paramètres d'impact faibles conduiront au phénomène de fusion partielle.

Sur la figure 53 d , on a porté en fonction de l'énergie les diverses sections efficaces intervenant comme calcul intermédiaire ainsi que la section efficace du ^{232}Pa . La section efficace d'éclatement, la plus élevée présente une chute lente vers les basses énergies ; elle est de 50 mb à 23 MeV donc très supérieure à la section efficace du noyau composé. On

a porté sur la même courbe les sections efficaces correspondant aux quatre possibilités après l'éclatement : diffusion, fusion d'un deuton et de la cible, noyau composé, fusion d'une particule alpha . La position de ces courbes montrent que pour les paramètres choisis, la section efficace de diffusion est la plus importante et confirme donc que l'éclatement coulombien est un phénomène qui se produit essentiellement pour des trajectoires de RUTHERFORD ne pouvant conduire à des noyaux composés. On voit, de plus, que la fonction d'excitation du noyau composé après éclatement est un phénomène peu important puisqu'il culmine à 23 mb . De plus, l'anisotropie introduite augmente considérablement la probabilité de fusion partielle avec le deuton par rapport à la fusion avec la particule alpha. On a enfin porté dans ce cas la courbe résultante pour le ^{232}Pa .

C. 3. f distance d'éclatement

On peut se demander à quelle distance se situent les centres du deuton et de l'alpha au moment de l'éclatement. Un calcul approximatif ne tenant pas compte des forces coulombiennes permet de donner une idée de la distance moyenne du deuton et de l'alpha dans la composante "cluster" de l'état fondamental du ^{6}Li . La distance caractéristique de cette interaction peut être obtenue par la formule $R = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu E}}$ où μ est la masse réduite du système $\alpha + d$, E l'énergie de liaison , soit 1,47 MeV . La distance R obtenue est de 3,30 fermis. Pour l'état excité de 2,18 MeV , on peut supposer que la structure du ^{6}Li est plus lâche et cette valeur représente donc une limite inférieure de la distance des centres du deuton et de l'alpha au moment de l'éclatement. Nous avons utilisé dans notre calcul une valeur de 4 fermis .

C. 3. g largeur totale du niveau excité

Le dernier paramètre à inter venir est la largeur du niveau de 2,18 MeV . Sur la figure 53 d , nous avons porté les résultats pour

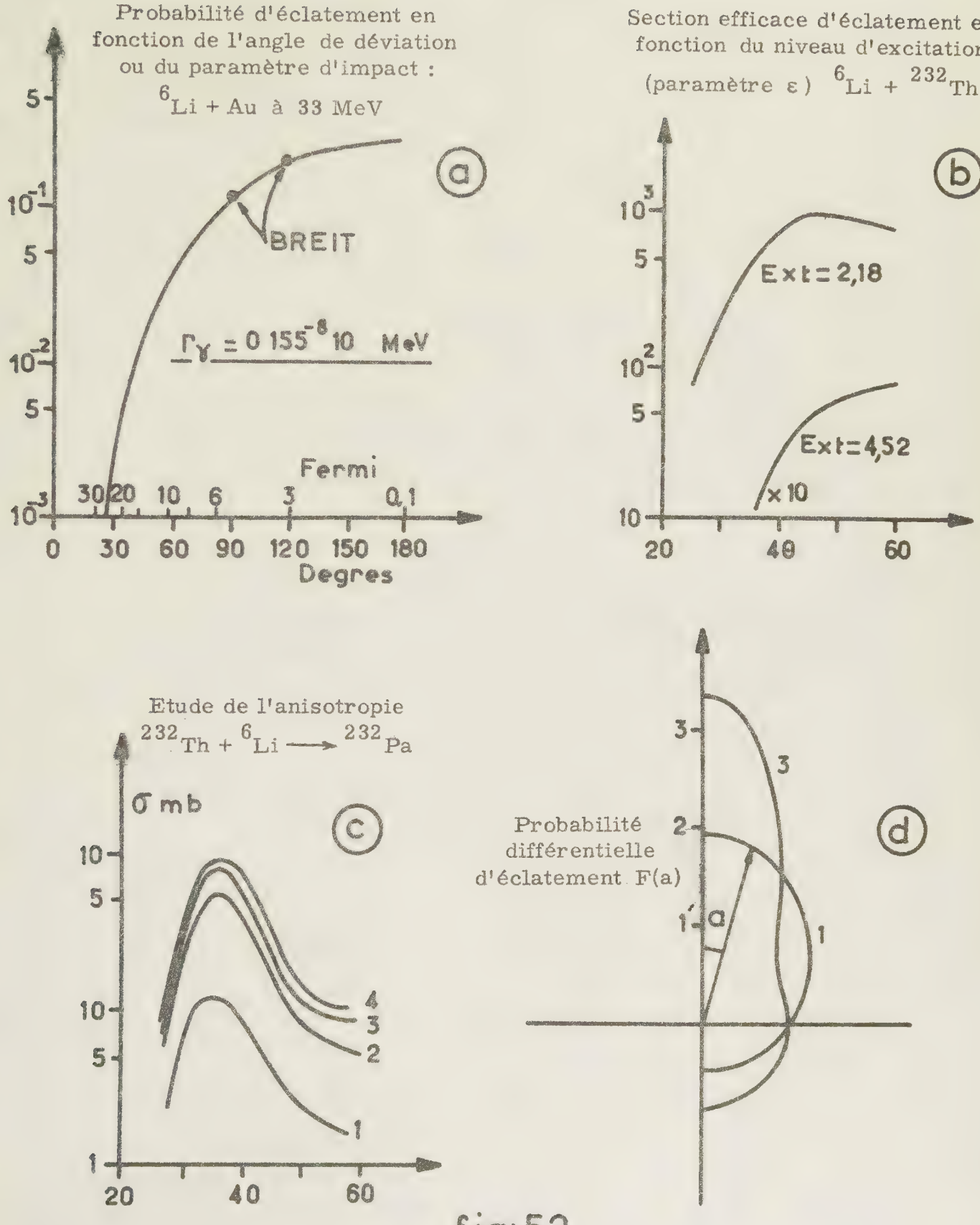

Probabilité d'éclatement en fonction de l'angle de déviation ou du paramètre d'impact :
^{6}Li + Au à 33 MeV
a
BREIT
$\Gamma_\gamma = 0\,155^{-8}10$ MeV
Fermi
30 20 10 6 3 0,1
0 30 60 90 120 150 180
Degres
Section efficace d'éclatement en fonction du niveau d'excitation (paramètre ε) ^{6}Li + ^{232}Th
b
Ext = 2,18
Ext = 4,52
x 10
20 40 60
Etude de l'anisotropie
^{232}Th + ^{6}Li ⟶ ^{232}Pa
σ mb
c
4
3
2
1
20 40 60
Probabilité différentielle d'éclatement F(a)
d
3
2
1
a

fig:52.

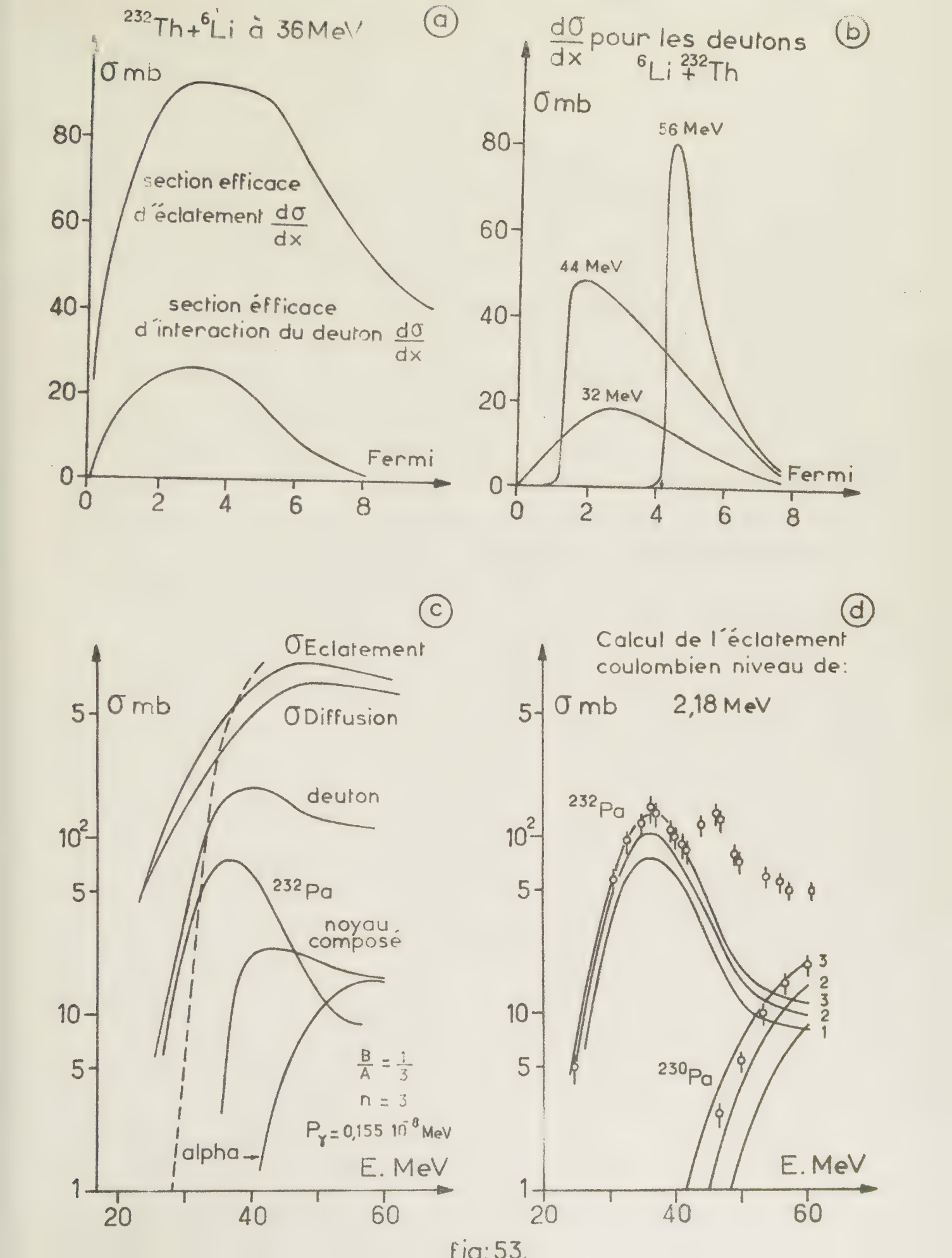

a
$^{232}Th + ^{6}Li$ à 36 MeV
σ mb
80
60
40
20
0
section efficace d'éclatement $\frac{d\sigma}{dx}$
section efficace d'interaction du deuton $\frac{d\sigma}{dx}$
Fermi
0 2 4 6 8
b
$\frac{d\sigma}{dx}$ pour les deutons
$^{6}Li + ^{232}Th$
σ mb
56 MeV
44 MeV
32 MeV
Fermi
c
σ Eclatement
σ Diffusion
σ mb
deuton
^{232}Pa
noyau composé
$\frac{B}{A} = \frac{1}{3}$
n = 3
$P_\gamma = 0{,}155\ 10^{-8}$ MeV
alpha
E. MeV
d
Calcul de l'éclatement coulombien niveau de:
σ mb
2,18 MeV
^{232}Pa
^{230}Pa
3
2
3
2
1
E. MeV

fig: 53.

une largeur de 0,5 ; 1 ; 2,5 MeV (respectivement 1 , 2 , 3) . Il est donc nécessaire, pour reporduire les valeurs absolues expérimentales avec les paramètres précédemment indiqués, d'utiliser des largeurs de niveau excité beaucoup plus grandes que celles du ^{6}Li isolé. De l'accord que l'on obtient ainsi avec l'expérience, on ne peut déduire un ensemble précis de valeurs pour les différents paramètres. D'une part, en effet, les variations de ceux-ci ne modifient qu'assez peu la forme des courbes théoriques obtenues, d'autre part, plusieurs paramètres permettent de faire varier la valeur absolue du résultat dans le même sens : la largeur γ et la largeur totale du niveau de 2,18 MeV , le facteur d'anisotropie dans l'éclatement, la distance des centres des noyaux deuton et alpha au moment de l'éclatement. De plus, une connaissance plus précise des coefficients de pénétrabilité des ions formés dans le champ coulombien serait nécessaire.

On peut cependant dire que le calcul que nous avons effectué traduit bien la partie de basse énergie des courbes expérimentales.
A plus haute énergie, la contribution des éclatements nucléaires devient de plus en plus importante.

CONCLUSION

Dans cette étude, nous avons essayé de préciser certains aspects radiochimiques des interactions entre les ions Li et B et les cibles de thorium et d'uranium. L'étude des produits de spallation dont la charge est située entre celle de la cible (Z_c) et du noyau composé ($Z_{n.c}$) montre que l'on passe par exemple dans les interactions avec le bore de réactions de transfert presque pur pour des Z voisins de la cible ($Z \leq Z_c + 2$) à des réactions par noyaux composés purs pour $Z = Z_{n.c}$. Pour des charges intermédiaires ($Z = Z_c + 4$), on peut avoir compétition entre les deux mécanismes comme par exemple avec le thorium, ou simplement désexcitation du noyau composé comme avec l'uranium. La fission joue donc un grand rôle dans cette étude, favorisant, suivant la nature de la cible et de l'isotope de spallation étudié, l'un ou l'autre des deux mécanismes.

Dans le cadre du noyau composé, nous avons montré qu'un calcul de type semi-analytique, semi "Monte-Carlo" permettait de rendre compte correctement des résultats expérimentaux. Pour des cibles aussi lourdes que l'U et le Th, les résultats dépendent fortement des barrières de fission et des valeurs des paramètres de densité de niveau du noyau excité non déformé (a_n) et au point selle (a_f). Cependant, si on peut donner un ensemble cohérent de paramètres permettant tout au moins pour l'U de traduire correctement les courbes expérimentales, ceux-ci sont en trop grand nombre pour qu'on puisse les définir au moyen des fonctions d'excitation. Les tests que nous avons effectués ont montré cependant que le rapport $\frac{a_f}{a_n}$ dans le cas de nos cibles, était nettement plus près de 1 que pour des cibles plus légères comme celle de Bi. D'autre part, une valeur $a_n = A/15$ traduit bien les résultats expérimentaux.

Le calcul théorique et la valeur de l'énergie moyenne emportée par neutron $\langle \varepsilon \rangle$ ont montré d'autre part que pour les projectiles utilisés les forts moments angulaires ne conduisent pas de façon significative aux réactions de spallation. On ne peut cependant décider si la fission emporte la majeure partie des moments angulaires élevés ou si la nature des projectiles ne permet la formation que de noyaux composés de moments angulaires relativement bas. Il peut donc sembler judicieux de prolonger cette étude en mettant en évidence l'influence de la fission. On pourrait par exemple étudier les réactions de spallation issues du noyau composé pour un ion lourd avec des cibles variant de $Z = 70$ à 92 pour lesquelles la fission varie dans de très grandes proportions, mais où l'on est assuré que la section efficace de formation du noyau composé demeure à peu près constante.

Enfin, ces réactions permettant d'obtenir des noyaux composés très excités conduisant à des produits de spallation très déficients en neutron, nous avons pu ainsi mettre en évidence l'embranchement C. E. dans la désintégration du ^{240}Bk et ^{236}Am .

Pour les réactions de transfert, la comparaison avec les fonctions d'excitation semblables obtenues par interaction avec des ions légers ($A \leqslant 4$) permet de définir la nature des précurseurs qui, par désexcitation, conduisent aux produits de spallation étudiés. Pour une énergie donnée, on peut avoir des interactions primaires de transfert différentes, transfert d'un seul nucléon ou transfert d'un agrégat. La nature du précurseur obtenu peut cependant conduire plus ou moins sélectivement à des produits de spallation donnés. C'est ainsi que pour les interactions des ions Li avec le Th , les fonctions d'excitation du ^{232}Pa et éventuellement du ^{230}Pa mettent bien en évidence l'existence d'un transfert de deutons pour le ^{6}Li et de tritons pour le ^{7}Li , tandis que le ^{233}Pa s'interprète mieux par transfert d'un seul nucléon . Dans le cas des ions bore, la traduction des phénomènes

primaires se complique en même temps que la structure de l'ion et de nombreuses interactions sont nécessaires pour expliquer l'ensemble des courbes. Dans chaque cas cependant, "l'agrégat" complémentaire aux structures α joue un rôle privilégié. Pour les ions Li et B utilisés, ceux-ci correspondant à des structures peu liées, un nombre varié d'interactions primaires complique le problème.

Nous avons interprété ces interactions en supposant un phénomène réactionnel en deux étapes : l'ion incident passe par un niveau d'excitation défini avant d'éclater en deux agrégats, l'un d'entre eux interagissant avec le noyau cible. On a pu voir de même, que la valeur absolue du plateau des fonctions d'excitation résultant du transfert d'une structure à un seul proton dépendait fortement du niveau d'excitation pouvant se désintégrer en donnant cette structure. Il semble, a priori, intéressant de prolonger cette étude sur la même cible à d'autres ions comme le ^{14}N ou ^{18}F possédant un nombre incomplet de sous-structures α afin de définir si cette constatation est plus générale.

Cette façon de traiter l'interaction a permis de mettre en évidence la place privilégiée de l'ion ^{6}Li qui semble être le seul des ions étudiés à subir un éclatement de type coulombien à basse énergie. Nous avons montré, par une étude sur les seuils des réactions de spallation issues du transfert d'un deuton, que l'ion ^{6}Li pénètre profondément dans le champ coulombien avant de subir ce processus d'éclatement. Nous avons pu relier ce phénomène à la valeur relativement peu élevée du premier niveau d'énergie du ^{6}Li susceptible de se désintégrer en $\alpha + d$. Le calcul plus fondamental a permis de mettre en lumière l'ensemble des paramètres influant fortement sur la valeur absolue des résultats théoriques. Les fonctions d'excitation ne permettent pas de décider cependant de la valeur de chacun d'eux. Il semble que pour préciser cette étude, il faille utiliser des expériences donnant des

résultats plus proches du phénomène initial. Une méthode propre au radiochimiste est d'étudier les énergies de recul des isotopes de spallation avec par exemple une chambre à recul dans les gaz. Il semble que l'on puisse dans ce cas préciser la valeur de la largeur totale de désintégration du niveau excité : le recul sera d'autant plus grand que l'ion incident éclatera en avant du noyau cible et donc que le temps de vie du niveau excité sera faible. Pour pouvoir tester les valeurs de l'anisotropie, il faudrait pouvoir mesurer simultanément les réactions correspondant à la fusion partielle d'un α et d'un deuton. Nos expériences ont mis en évidence le fait qu'après désintégration du ^{6}Li, les sections efficaces obtenues par capture d'α sont beaucoup plus faibles que celles par capture de deutons. Il n'est pas possible de préciser davantage sur ce système le paramètre d'anisotropie car l'^{230}U et l'^{232}U que nous avons mesurés provenaient presqu'exclusivement des ^{230}Pa et ^{232}Pa, et on n'a pu extraire la contribution des interactions dues aux α des sections efficaces mesurées. On rejoint ainsi les résultats de l'anisotropie de l'éclatement pour des ions ^{12}C pour lesquels la probabilité de fusion partielle d'une seule particule α est beaucoup plus élevée que la capture d'un ^{8}Be. En choisissant une autre cible lourde, on doit pouvoir éviter cette limitation. Par ailleurs, l'étude des valeurs absolues des sections efficaces sur d'autres cibles doit conduire à tester la probabilité d'excitation, donc le paramètre de largeur γ du niveau de 2,18 MeV.

Les réactions de transfert que nous avons étudiées ont essentiellement mis en évidence la structure du projectile. La cible dans ces interactions représente à la fois la perturbation physique apportée à l'ion incident et le premier élément du système détecteur permettant de mettre en évidence certains aspects de cette perturbation. Il semble par contre que si on veut considérer l'interaction comme un moyen d'étude de la structure de la cible, il pourrait être intéressant d'étudier les produits de spallation de

charges inférieures à celle-ci. Une étude des alphas de surface pourrait être effectuée sur les cibles lourdes en étudiant les isotopes de charge $Z_c - 2$.

Enfin, cette étude a encore souligné les deux dualismes fondamentaux des interactions nucléaires par ion lourd. D'une part, on ne peut dans ces expériences dissocier la partie structure nucléaire de la partie mécanisme d'interaction. Ces deux aspects du problème interagissent intimement. La structure de la particule incidente conduit à des différences de mécanisme entre le ^6Li et les autres ions. L'interaction par elle-même accentue les différences de structure en favorisant la composante "cluster" dans les états fondamentaux ou excités des ions incidents. D'autre part, dualisme encore dans le traitement mathématique du problème. L'impossibilité d'effectuer un traitement quantique complet conduit autant qu'il se peut à utiliser les outils mathématiques classiques : mécanique classique, mécanique statistique. On n'a conservé des phénomènes quantiques que ce qui échappe absolument au traitement classique : probabilité de transition, phénomène de transparence.

Cette étude fournit donc un ensemble de renseignements sur les interactions par ions lourds dans le cadre du noyau composé et des réactions de transferts.

BIBLIOGRAPHIE

1) V.E. VIOLA Jr and T. SIKKELAND - Phys. Rev. 128, 767 (1962)

2) T. SIKKELAND - Arkiv för Fysik 36, 539 (1967)

3) V.E. VIOLA Jr - Compte rendu des Journées d'Etudes sur les Réactions Nucléaires par Ions Lourds - Bordeaux - Janvier 1964 - Edité par le Laboratoire de Physique Nucléaire de la Faculté des Sciences de Bordeaux.

4) J.R. WATSON - Light particles for 147 MeV Nitrogen Bombardments - Physics Department - Yale University - New-Haven - Connecticut - U.S.A. 1964 (unpublished) - cité par SIKKELAND [8]

5) H.C. BRITT, A.R. QUINTON - Phys. Rev. 124, 894 (1961)

6) L. KOWALSKI, J.C. JODONE, J.M. MILLER - Phys. Rev. 169, 894 (1968)

7) R. BIMBOT, M. LEFORT, A. SIMON - Journ. Phys. 29, 563 (1968)

8) J.M. ALEXANDER et G.N. SIMONOFF - Phys. Rev. 133, B 93 (1964)

9) G.N. SIMONOFF et J.M. ALEXANDER - Phys. Rev. 133, B104 (1964)

10) M. KAPLAN - Phys. Rev. 143, 894 (1966)

11) J.F. MOLLENAUER - Phys. Rev. 127, 867 (1962)

12) Y.T. OGANECIAN, Y.V. LOBANOV, B.M. MARKOV et G.N. FLEROV - J.E.T.P. 17, 791 (1963)

13) K.F. CHACKETT, J.H. FREMLIN, D. WALKER - Phil. Mag. 45, 173 (1954)

14) R. KAUFMANN et R. WOLFGANG - Proceedings of the second conference on reactions between complex nuclei - Gatlinburg Mai 1960 - John Wiley and sons Editeur - New-York.

15) G. BREIT et M.T. ABEL - Phys. Rev. 104, 1030 (1956)

16) M. STRUTINSKI - Sov. Phys. J.E.T.P. 19, 1401 (1964)

17) H. KUMPF et E.D. DONETZ - Sov. Phys. J.E.T.P. 17, 539 (1963)

18) GOLDANSKI - Communication privée citée par R.I. MORSE et I.L. PREISS Phys. Rev. 156, 1332 (1967)

19) V.V. VOLKOV, L. PANORSKI, I. TYS et G.N. FLEROV - Sov. Phys. J.E.T.P. 16 , 631 (1963)

20) P.M. STRUDLER, I.L. PREISS, R. WOLFGANG - Phys. Rev. 154, 1126 (1967)

21) R.W. OLLERHEAD, C. CHASMAN, D.A. BROMLEY - Phys. Rev. 134, B 74 (1965)

22) A. GHIORSO, T. SIKKELAND - Proceedings of the United Nations - International Conference on the Peacefull use of atomic Energy - vol. 14 p 158 (1958).

23) R. PFOHL et J.P. LONCHAMP - Compte-rendu des Journées d'Etude sur les Réactions Nucléaires par Ions Lourds - Bordeaux - Janvier 1964 .

24) L.W. ALVAREZ - Phys. Rev. 70, 799 (1946)

25) LIVINGSTONE et H. BETHE - Rev. Mod. Phys. 9, 245 (1937)

26) BETHE - Handbuck der Physik - 2e Edition 24/1, 518 (1933) .

27) HUBARD - U.C.R.L. 9053 , Janvier 1960

28) NORTHCLIFF - Am. Rev. Nucl. Sciences 13, 67 (1963) .

29) WILLIAMSON, PICARD, BOUJOT - Rapport C.E.A. R 3042 (1966)

30) Handbook of Chemistry and Physics - The Chemical Rubler Co p A 138 (1964)

31) T.E. GRANSHAW - Progress in Nuclear Physics - London Pergamon Press L.T.D. p 271 (1952)

32) J.M. ALEXANDER and L. WINSBERG - Phys. Rev. 518, 121 (1961) .

33) J.C. MOORE et R.H. RAINY - Proceedings of the Protactinium Chemistry Symposium - Gatlinburg - Tennessee p 16 (1963)

34) K.A. KRANS, F. NELSON - J. Am. Chem. Soc. 73, 2157 (1951)

35) N.P. KOMAR et Z.A. TRETYAK - Zhur. Anal. Khim. 10, 236 (1955)

36) R.F. CLAYTON, W.N. HARDWICK, M. MORTON-SMITH - Analyst 13, 83 (1958)

37) D. DYRSSEN, V. DAHLBERG - Acta. Chem. Scand. 7, 1186 (1953)

38) G. CHARLOT - Les méthodes de la Chimie Analytique - Ed. Masson Paris 1961 p. 955

39) J. DANON - J. Am. Chem. Soc. 78, 5953 (1956)

40) P. PASCAL - Nouveau traité de Chimie Minérale - Ed. Masson - Paris tome XV , (1962) p. 877

41) G.N. SIMONOFF - Thèse Paris (1961)

42) E. DURAND - Electrostatique et Magnétostatique - Masson et Cie p 290

43) L. YAFFE et K.M. JUSTUS - J. Chem. Soc. 5, 341 (1949)

44) B.P. PATE et YAFFE L. - Can. Journ. of Chem. 33, 1656 (1955)

45) E. FERMI, E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. RASETTI, E. SEGRE - Proc. Roy. Soc. 146, 483 (1934)

46) M.H. STUDIER, I.E. GUIDLER, C.M. STEVENS - Phys. Rev. 97, 88 (1965)

47) P. LAVOLLEE - Thèse de 3ème Cycle - Bordeaux 1966

48) A. FLEURY, F. MIVIELLE, G.N. SIMONOFF - Phys. Letters 24 B , 576 (1967)

49) G.N. FLEROV, S.M. POLIKANOV, V.L. MIKHEEV, V.P. PERELYGIN, A.A. PLEEVE - Proceedings of the third conference on reactions between complex nuclei - Asilomar (1963) p. 219 Edition University of California Press.

50) J.T. CADWELL, S.C. FULTZ, C.D. BOWMAN - Phys. Rev. 155, 1309 (1967)

51) T.D. THOMAS - Phys. Rev. 116, 703 (1959)

52) N. BOHR - Nature 137, 344 (1936) .

53) C. BRUN, B. GATTY, M. LEFORT, X. TARRAGO - Nucl. Phys. 116, 177 (1968)

54) J.M. MILLER - 4^{th} Informal European Conference on the Interactions of High Energy Particles and Complex Nuclei - Rørøs 1967

55) T. SIKKELAND, A.E. LARSH, G.E. GORDON - Phys. Rev. 123, 2112 (1961)

56) D.G. SARANTITES, B.P. PATE - Nucl. Phys. A 93, 545 (1967)

57) G.I. IGO - Phys. Rev. 167, 1 (1958)

58) D.L. HILL, J.A. WHEELER - Phys. Rev. 89, 1102 (1953)

59) WEISSKOPF - Phys. Rev. 52, 295 (1937)

60) H.A. BETHE - Rev. Modern Phys. 9, 84 (1937)

61) D.W. LANG - Nucl. Phys. 77, 545 (1966)

62) J.M.B. LANG, K.J. LECOUTEUR - Proc. Phys. Soc. (London) A 67, 586 (1954)

63) D.W. LANG - Nucl. Phys. 26, 434 (1961)

64) D.W. LANG - Nucl. Phys. 42, 353 (1963)

65) V. CANUTO - Nuovo Cimento - Série X 39, 113 (1965)

66) V. CANUTO - Nucl. Phys. 61, 177 (1965)

67) K.J. LECOUTEUR, D.W. LANG - Nucl. Phys. 13, 32 (1959)

68) KANESTRØM - Nucl. Phys. 83, 380 (1966)

69) T. ERICSON - Nucl. Phys. 8, 265 (1958)

70) T. ERICSON - Advan. Phys. 9, 425 (1960)

71) H. MARGEREAU, G.M. MURPHY - The Mathematics of Physics and Chemistry - D. Van Nostrand Company Inc. - New-York p. 459 vol. 1

72) D.B. BEARD, A. Mc LELLAN - Phys. Rev. 131, 2664 (1963)

73) NEWTON - Can. J. Phys. 34, 804 (1956)

74) HURWITZ, BETHE - Phys. Rev. 81, 898 (1951)

75) GREEN, EDWARDS - Phys. Rev. 91, 46 (1953)

76) HYDE - "The nuclear properties of the heavy elements" Tome I (1964) Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs - New-Jersey

77) CAMERON - Can. J. Phys. 35, 1021 (1957)

78) WAPSTRA - Physica 21, 367 (1956)

HUIZENGA - Physica 21, 410 (1956)

79) CAMERON - Can. J. Phys. 36, 1040 (1958)

80) R. DA SILVERA - Thèse Orsay (1965)

81) H. FESHBACH, C.E. PORTER, V.F. WEISSKOPF - Phys. Rev. 96, 448 (1954)

82) P.E. HODGSON - "The optical model of elastic scattering" - Clarendon Press (1963)

83) R.D. WOODS, D.S. SAXON - Phys. Rev. 95, 577 (1954)

84) H. FESHBACH - Am. Rev. Nucl. Sci. 8, 49 (1958)

85) A. SUGIE - Prog. Théor. Phys. - Japan 21, 681 (1959)

86) M. NAMIKI - Prog. Theor. Phys. - Japan 22, 843 (1959)

87) G.S. MANI, M.A. MELKANOFF, I. IORI - Rapport C.E.A. 2379-2380

88) J.R. HUIZENGA, G.I. IGO - A.N.L. 6373 (1961)

89) J.R. HUIZENGA, R. VANDENBOSCH - Nuclear Reaction Vol. II - Edité par P.M. ENDT et P.B. SMITH - p. 42 - North-Holland Publishing Company - Amsterdam (1962).

90) N. BOHR, J.A. WHEELER - Phys. Rev. 56, 426 (1939)

91) E.K. HYDE - "The Nuclear Properties of the Heavy elements" Tome III page 15 - Prentice Hall Inc. Englewood Cliffs - New-Jersey (1964)

92) A. KHODAI-JOOPAR - Thesis University of California - Berkeley 1966 U.C.R.L. 16489

93) W.D. MYERS, W.J. SWIATECKI - Mai 1965 - U.C.R.L. 11980

94) G. SEABORG, R. VANDENBOSCH - Phys. Rev. 110, 507 (1958)

95) S. FRAENCKEL et N. METROPOLIS - Phys. Rev. 72, 914 (1947)

96) J.R. HUIZENGA, R. CHANDRY, R. VANDENBOSCH - Phys. Rev. 126, 210 (1962)

97) Y. LEBEYEC, M. LEFORT, J. PETER - Nucl. Phys. 215, 88 (1966) .

98) V.E. VIOLA Jr, B.D. WILKINS - Nucl. Phys. 82, 65 (1966)

99) F. PLAZIL - Ph. D. Thesis - Décembre 1963 - U.C.R.L. 11193

100) J. GILMORE, S.G. THOMPSON, I. PERLMAN - Phys. Rev. 128, 2276 (1962

101) B. GATTY - Thèse Orsay 1968

102) J.W. NICHOLSON Jr - Thèse University of Washington (1960)

103) J.R. HUIZENGA, R. CHAUDRY, R. VANDENBOSCH - Phys. Rev. 126, 210 (1962)

104) R.I. MORSE et I.L. PREISS - Phys. Rev. 159, 1332 (1967)

105) R.W. OLLERHEAD, C. CHASMAN, D.A. BROMLEY - Phys. Rev. 134, B 74 (1964)

106) C.E. ANDERSON - Proceedings of the second conference on reactions between complex nuclei - Gatlinburg 1960 John Wiley and Sons Ed. New-York

107) F. LARREA non publié

108) M. LAGARDE - Thèse 3ème Cycle - Bordeaux 1967

109) M.M. SHAPIRO - Phys. Rev. 90, 171 (1953) .

110) R. OLLERHEAD, C. CHASMAN, D.A. BROMLEY - Proceedings of the third conference on reactions between complex nuclei - Asilomar 1963 - University of California Press - Berkeley and Los Angeles/

111) K. BETHGE, K. MEIER-EWERT - Phys. Rev. Letters 18, 1010 (1967)

112) K. ALDER, A. BOHR, T. HUSS , B. MOTTELSON, A. WINTHER - Rev. of Modern Physics 28, 4 (1956)

113) NAKAMURA-KOSUKE - Phys. Rev. 152, 955 (1966)

114) J.M. HANSTEEN, H.W. WITTERN - Phys. Rev. 137, B 524 (1965)

115) MESSIAH - Mécanique Quantique Tome II p. 623 - Dunod 1960

116) MESSIAH - Mécanique Quantique Tome I p. 422 - Dunod 1960

117) EVANS - Le noyau atomique - App. B - Dunod

118) S.I. SHORKA, I. HERTEL, T.W. RETZ-SCHMIDT - Nucl. Data 2, 347 (1966)

119) R.L. GLUCKSTERN et G. BREIT - Proceeding of the Second Conference on Reactions between Complex Nuclei - Gatlinburg 1960 - John Wiley et fils New-York .

120) O. BUNNEMAN, T.E. CRANSHAW, J.A. HARVEY - Can. J. Research 191 27 (1949).

121) M.H. STRUDIER, E.K. HYDE - Phys. Rev. 74, 591 (1948) .

122) J.M. ALEXANDER, D.H. SISSON - Phys. Rev. 128, 2288 (1962) .

123) J.M. BLATT et V.F. WEISSKOPF - Theoretical Nuclear Physics - John Wiley et fils Editeur - New-York .

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

CHAPITRE I - OBTENTION DES RESULTATS EXPERIMENTAUX 11

I-A LES CONDITIONS D'IRRADIATION 11

I-B TECHNIQUE DES EMPILEMENTS ET PROBLEMES ASSOCIES 12

I.B.1 Les relations parcours-énergie 13
I.B.2 Dispersion en énergie du faisceau 15
I.B.3 Le recul 17

I-C SEPARATIONS CHIMIQUES 17

I.C.1 Dissolution des cibles 18
I.C.2 Technique de l'échange d'ions 18
I.C.3 Séparation du Pa (Th) 20
I.C.4 Séparation de l'U (Th) 20
I.C.5 Séparations simultanées de l'U, Pu, Am, Cm (Th) 22
I.C.6 Séparations simultanées du Pu, Am, Cm (U) 26

I-D DISPOSITIFS DE DETECTION DES RAYONNEMENTS α ET β 28

I.D.1 Détection des particules α 28
I.D.2 Détection des rayonnements β 31

I-E PROPRIETES RADIOACTIVES DES ISOTOPES MESURES 34

I.E.1 ^{233}Pa 35
I.E.2 ^{230}U 36
I.E.3 ^{232}U 37
I.E.4 ^{236}Pu 38
I.E.5 ^{238}Pu 39
I.E.6 ^{240}Cm 40
I.E.7 ^{242}Cm 40

I-F CALCUL DES SECTIONS EFFICACES 41

I.F.1 Sections efficaces de ^{230}Pa et ^{230}U 41
I.F.2 Sections efficaces de ^{232}Pa et ^{232}U 43

I-G CLASSIFICATION DES COURBES EXPERIMENTALES 45

CHAPITRE II - REACTIONS PAR NOYAUX COMPOSES 46

II-A FORMATION DU NOYAU EXCITE DE FUSION COMPLETE 50

II-B THEORIE DE L'EVAPORATION NUCLEAIRE 54

II.B.1 Etude de la densité de niveau 56
II.B.2 Section efficace de la réaction inverse 61

II-C LE PROCESSUS DE FISSION 66

II-D METHODE DE CALCUL : COMPARAISON AVEC L'EXPERIENCE 71

II.D.1 Méthode de Monte-Carlo 72
II.D.2 Méthode semi-analytique 78

CHAPITRE III - REACTIONS DE TRANSFERT 86

III-A ETUDE DES SEUILS EXPERIMENTAUX 86

III.A.1 Réactions par ^{6}Li et ^{7}Li 87
III.A.2 Réactions par ^{10}B et ^{11}B 99

III-B ETUDE PHENOMENOLOGIQUE DES FONCTIONS D'EXCITATION 104

III.B.1 ^{6}Li 106
III.B.2 ^{7}Li 107
III.B.3 Interaction des ions B 108

III-C ECLATEMENT COULOMBIEN DU ^{6}Li 111

III.C.1 Calculs théoriques 111
III.C.2 Méthode de calcul numérique 124
III.C.3 Comparaison avec l'expérience 125

CONCLUSION 132

BIBLIOGRAPHIE

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"REACTIONS NUCLEAIRES DANS LES METEORITES"

Vu et approuvé
Le Doyen de la Faculté des Sciences :

R. CALAS

Vu et accordé le permis d'imprimer
Bordeaux, le
Le Recteur de l'Université de Bordeaux

J. BABIN